

# Analytischer und numerischer Vergleich des Wandwärmestroms bei konventionellen und hyperbolischen Brennkammern

Diplomarbeit  
von  
cand. aer. Thorn Schleutker

durchgeführt am  
Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart  
und am  
Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung  
des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt.

Stuttgart, 8. Januar 2014



**Thema**

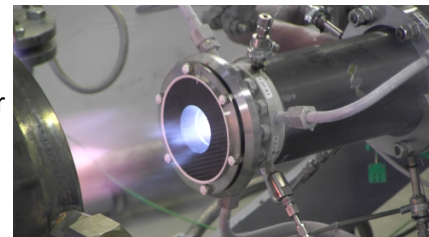
**Vergleich der Wandwärmübergangsverteilung im Unterschallteil einer neuartigen Hyperboloid-Raketenbrennkammer und einer herkömmlichen Innenkontur**

Das DLR arbeitet seit über einem Jahrzehnt an der Entwicklung keramischer Raketenschubkammer-Technologie. Kernpunkt dieser Entwicklung ist der Einsatz von Faserkeramiken, sog. CMC's (Ceramic Matrix Composites), im Innenwandbereich von Raketenbrennkammern. Ziel ist es, künftige chemische Antriebe zuverlässiger, langlebiger, leichter und kostengünstiger zu machen. Unter Berücksichtigung aerothermodynamischer und thermochemischer Aspekte soll der Wandwärmestromverlauf an der Innenwand optimiert werden, was in Verbindung mit neuen keramischen Bauweisen zu neuen Konzeptansätzen führt. Ein derartiger Ansatz des DLR besteht darin, im Unterschallteil von Raketenbrennkammern die Geometrie des Brennraums mit einer rein konvex verlaufenden Innenkontur auszuführen. Kombiniert mit dem neuen keramischen Konusinjektorkonzept wird zweckmäßig hierzu eine Hyperboloidgeometrie als Startansatz für die Innenkontur gewählt, welche als Synthese aus struktur- und funktionstechnischen Gründen besonders günstig erscheint.

Ziel der Arbeit ist es, mit Hilfe von CEA (Chemical Equilibrium with Application) und der Implementierung der Hyperboloidgeometrie in die sog. Bartz-Gleichung für die Abschätzung der axial veränderlichen Wandwärmewechselwirkung, zunächst analytisch die thermische Wandbelastung sowohl mit der neuen als auch mit der herkömmlichen Innenkontur vergleichend zu bewerten. Danach sollen in nachgeschalteten Simulationen mit ANSYS CFX die analytischen Ergebnisse validiert werden. Als Randbedingungen dienen Betriebsparameter, die zur Zeit in experimentellen Versuchsträgern an den Raketenprüfständen des DLR-Lampoldshausen verwendet werden.

Die Arbeit umfasst im Einzelnen:

1. Literaturrecherche
2. Theoretische Einbindung der Hyperboloidgeometrie in die Bartz-Gleichung
3. Analytische Betrachtungen des Wandwärmübergangs im Unterschallteil der Brennkammer entlang der Hyperboloid-Innenkontur im Vergleich zu einer Standard-Innenkontur
4. Validierung der Ergebnisse in ANSYS CFX
5. Berichterstellung



**Ansprechpartner:**

<b>Dipl.-Ing. Markus Ortelt</b> DLR – Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung Pfaffenwaldring 38 – 40 D-70569 Stuttgart Tel. +49 (0)711 / 6862-796 Fax +49 (0)711 / 6862-227 e-mail: markus.ortelt@dlr.de	<b>Dipl.-Ing. Waldemar Rotärmel</b> DLR – Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung Pfaffenwaldring 38 – 40 D-70569 Stuttgart Tel. +49 (0)711 / 6862-505 Fax +49 (0)711 / 6862-227 e-mail: waldemar.rotaermel@dlr.de
--	---

# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Diplomarbeit selbstständig ausschließlich mit Unterstützung meines Betreuers, Herrn Markus Ortelt, angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Die Arbeit oder wesentliche Bestandteile davon sind weder an dieser noch an einer anderen Bildungseinrichtung bereits zur Erlangung eines Abschlusses eingereicht worden.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift

# Übersicht

Der in der Brennkammerentwicklung in vielerlei Hinsicht kritische Wandwärmestrom ist neben dem Betriebspunkt des Triebwerks auch von der Geometrie der Brennkammer abhängig. Eine Optimierung des Triebwerks durch Anpassung der Kontur liegt nahe. Die hyperboloide Kontur stellt eine Alternative zur klassischen Form von Brennkammern dar. Sie wird in dieser Diplomarbeit auf ihre Eignung zur Anpassung des Wärmestroms untersucht. Dafür werden die Thermallasten analytisch berechnet und numerisch simuliert. Als Vergleichsfälle dienen der EAM (European Apogee Motor) und das Oberstufentriebwerk Vinci.

Als erstes wird für die analytische Betrachtung die vereinfachte Bartz-Gleichung hergeleitet und auf das gegebene Problem angepasst. Dabei zeigt sich bereits, dass die Übertragbarkeit der für klassische Konturen hergeleiteten Gleichung auf die neue hyperboloide Form fraglich ist. Nachdem die Formeln zur Beschreibung der Konturen hergeleitet sind und kurz auf die verwendete Software und die Vergleichsfälle eingegangen wurde, werden die Testfälle analytisch ausgewertet. Beim EAM zeigt sich die erwartete Verringerung der maximalen Wandtemperatur und bei Vinci die anvisierte Erhöhung des Gesamtwärmestroms. Die Aussagekraft der Ergebnisse ist vorerst noch fraglich. Bei der anschließenden numerischen Simulation stellen sich ähnliche Verläufe der Thermallasten ein. Allerdings entsprechen die quantitativen Unterschiede zwischen den Konturen nicht den analytisch ermittelten. Der Vergleich der analytischen und numerischen Ergebnisse belegt daher, dass die Bartz-Gleichung nicht ohne weitere Anpassung auf die hyperboloide Kontur übertragen werden kann.

Der für das Hyperboloid kleinere Wärmeeintrag im Falle des EAM zeigt sich bei der numerischen Simulation zunächst nicht. Bei der Berücksichtigung der Filmkühlung wird allerdings ein Vorteil der hyperboloiden Kontur deutlich. Bei Vinci fallen die numerisch ermittelten Wärmeströme insgesamt deutlich höher aus als die der analytischen Berechnung. Der insbesondere durch die hyperboloide Kontur mit Innenkörper erreichbare Vorteil zeigt sich hier bei beiden Berechnungsansätzen.

# Abstract

The in many aspects of rocket engine developement critical wall heat flux depends not only on the engine operating point but also on the geometry of the chamber. Optimizing the engine by adjusting the shape is therefore obvious. The hyperbolic shape is an alternative to the classical shape of combustion chambers. In this diploma thesis the shape is analyzed in respect to its applicability for adjusting the heat flux. Therefore the thermal loads are calculated analytically and simulated numerically. The test cases are the EAM (European Apogee Motor) and the upper stage engine Vinci.

First of all the necessary theoretical fundamentals are evaluated and adapted to the given problem. Already at this stage it appears that the transferability of the equation derived from the classical chamber shape on the new hyperboloid geometry is questionable. After the formulas to describe the contours are derived and the software and the test cases are discussed briefly, the test cases are evaluated analytically. The EAM shows the expected reduction in the maximum wall temperature and Vinci shows the targeted increase in the total heat flow. At this stage the significance of the results is still questionable. The subsequent numerical simulation provides similar curves of the thermal loads. However, the quantitative differences between the contours do not correspond to the analytically determined differences. The comparison of the analytical and numerical results shows therefore that the Bartz equation can not be transmitted on the hyperboloid contour without further adjustment. At first the smaller heat flux of the hyperboloid in the case of EAM can not be seen in the numerical simulation. In consideration of the film-cooling, however, an advantage of the hyperboloid contour becomes apparent. In case of Vinci the numerically determined heat flows are much higher than the analytical ones. The advantage of the hyperboloid contour, in particular of the hyperboloid with internal body, shows in both calculation approaches.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Aufgabenstellung</b>	<b>ii</b>
<b>Erklärung</b>	<b>iii</b>
<b>Übersicht</b>	<b>iv</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>vi</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Analytische Behandlung des Wandwärmeübergangs . . . . .	4
2.2 Brennkammerkonturen . . . . .	7
2.2.1 Klassische Brennkammer . . . . .	8
2.2.2 Hyperboloide Brennkammer . . . . .	12
2.2.3 Hyperboloide Brennkammer mit Innenkörper . . . . .	14
2.3 Software . . . . .	17
2.3.1 Chemical Equilibrium with Applications . . . . .	17
2.3.2 Ansys . . . . .	18
2.4 Vergleichsfälle . . . . .	20
2.4.1 European Apogee Motor . . . . .	20
2.4.2 Vinci . . . . .	21
<b>3 Analytische Ergebnisse</b>	<b>23</b>
3.1 European Apogee Motor . . . . .	24
3.2 Vinci . . . . .	26
<b>4 Numerische Ergebnisse</b>	<b>28</b>
4.1 European Apogee Motor . . . . .	29
4.1.1 Gitterqualität . . . . .	29
4.1.2 Gaseigenschaften . . . . .	31
4.1.3 Randbedingungen . . . . .	32
4.1.4 Ideales Triebwerk . . . . .	33
4.1.5 Halskrümmungsradius . . . . .	35
4.1.6 Wandrauheit . . . . .	36
4.1.7 Wandeinfluss . . . . .	36
4.1.8 Kühlfilmeinblasung . . . . .	40

4.1.9	Realitätsnaher Vergleichsfall . . . . .	42
4.2	Vinci . . . . .	44
4.2.1	Gitterqualität . . . . .	44
4.2.2	Randbedingungen . . . . .	47
4.2.3	Rauheit und Konturvergleich . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>51</b>
	<b>Anhang A - Triebwerksparameter</b>	<b>54</b>
	<b>Anhang B - Gasparameter</b>	<b>56</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>i</b>

# Nomenklatur-Verzeichnis

## Formelzeichen

$a$	[m]	Konturparameter des Hyperboloids ohne Einsatz
$\bar{a}$	[m]	Konturparameter des Hyperboloids mit Einsatz
$A$	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche
$A_{ch}$	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche der Brennkammer am Injektor
$b$	[m]	Konturparameter des Hyperboloids, entspricht $R_{th}$
$C$	[-]	Konstanter Faktor der vereinfachten Bartz-Gleichung
$c^*$	[m/s]	Kritische Schallgeschwindigkeit
$c_p$	[J/(kg K)]	Massenspezifische isobare Wärmekapazität
$D$	[m]	Durchmesser
$D_h$	[m]	Hydraulischer Durchmesser, entspricht $L$
$h$	[m]	Differenz zwischen dem Radius im zylindrischen Teil und im Hals
$k_a$	[m]	Arithmetische Rautiefe
$k_s$	[m]	Äquivalente Sandrauheit
$k_t$	[m]	Technische Rautiefe
$L$	[m]	Charakteristische Länge der Strömung
$L_{ch}$	[m]	Länge der Brennkammer
$L_{char}$	[m]	Charakteristische Länge der Brennkammer
$L_{cn}$	[m]	Länge des konvergenten Düsentails
$Ma$	[-]	Mach-Zahl
$\dot{m}$	[kg/s]	Massenstrom
$Nu$	[-]	Nusselt-Zahl
$Pr$	[-]	Prandtl-Zahl
$r$	[m]	Lokaler Radius der Brennkammer
$r_{ch}$	[m]	Radius der Brennkammer am Injektor
$R_1$	[m]	Radius der Verrundung zwischen zylindrischem und konischem Brennkammersegment



$R_3$	[m]	Radius der Verrundung zwischen konischem Brennkammersegment und Brennkammerhals
$R_{th}$	[m]	Krümmungsradius der Wand im Hals der Brennkammer
$R_{ch}$	[m]	Radius der Verrundung zwischen Brennkammer und Düse
$Re$	[-]	Reynolds-Zzahl
$T$	[K]	Temperatur
$U$	[m]	Umfang
$v$	[m/s]	Geschwindigkeit der Strömung
$V$	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$x$	[m]	Koordinate in Richtung der Brennkammerachse, Ursprung im Hals
$y$	[m]	Koordinate orthogonal zur Brennkammerachse
$y^+$	[-]	Dimensionsloser Wandabstand
$z$	[m]	Koordinate orthogonal zur x- und y-Achse, bei der zweidimensionalen Betrachtung der Brennkammerkonturen stets vernachlässigt
$\alpha$	[W/(m <sup>2</sup> K)]	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	[-]	Halber Öffnungswinkel des konischen Brennkammersegments
$\Delta x_1$	[m]	Länge der Verrundung zwischen zylindrischem und konischem Brennkammersegment
$\Delta x_2$	[m]	Länge des konischen Brennkammersegments
$\Delta x_3$	[m]	Länge der Verrundung zwischen konischem Brennkammersegment und Brennkammerhals
$\Delta y_1$	[m]	Höhe der Verrundung zwischen zylindrischem und konischem Brennkammersegment
$\Delta y_2$	[m]	Höhe des konischen Brennkammersegments
$\Delta y_3$	[m]	Höhe der Verrundung zwischen konischem Brennkammersegment und Brennkammerhals
$\epsilon$	[-]	Kontraktionsverhältnis der Brennkammer
$\eta$	[Pa s]	Dynamische Viskosität
$\kappa$	[-]	Adiabater Isotropenexponent
$\lambda$	[W/(m K)]	Wärmeleitfähigkeit
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma$	[-]	Faktor der Bartz-Gleichung, der die Variation der Stoffwerte über die Grenzschicht berücksichtigt
$\omega$	[-]	Potenz der Temperatur in Gleichung (2.10)

## Indizes

$a$	Äußere Brennkammerwand
$am$	Statischer Zustand, gebildet mit dem arithmetischen Mittelwert der Temperaturen $T_C$ und $T_W$
$C$	Statischer Zustand außerhalb der Grenzschicht
$i$	Innere Brennkammerwand
$t$	Totalzustand
$th$	Brennkammerhals ( <i>throat</i> )
$W$	Brennkammerwand

## Abkürzungen

ANSYS	Kommerzielles Softwarepaket, Kurzform für <i>Analysis System</i>
BG	Vereinfachte Bartz-Gleichung
CAD	Computer-aided design
CEA	Freie Software, Kurzform für <i>Chemical Equilibrium with Applications</i>
CEL	CFX Expression Language
CFD	Numerische Strömungsmechanik ( <i>computational fluid dynamics</i> )
CFX	Kommerzielle CFD-Software, Teil des ANSYS-Pakets
CMC	Faserverstärkte Keramik ( <i>ceramic matrix composite</i> )
EAM	European Apogee Motor
ILU	Incomplete Lower Upper Decomposition
ISP	Spezifischer Impuls ( <i>specific impuls</i> )
LH2	Flüssiger Wasserstoff ( <i>liquid hydrogen</i> )
LOX	Flüssiger Sauerstoff ( <i>liquid oxygen</i> )
max.	maximal
MMH	Monomethylhydrazin
MON	Gemischte Stickoxide ( <i>mixed oxides of nitrogen</i> )
NIST	National Institute of Standards and Technology
NTO	Distickstofftetroxid ( <i>nitrogen tetroxide</i> )
O/F	Oxidator-Treibstoff-Verhältnis ( <i>oxidizer fuel ratio</i> )
spez.	Spezifisch
SST	Shear Stress Transport

# 1 Einleitung

Der Wärmeeintrag in die Wand einer Brennkammer stellt Entwickler von Raketentriebwerken vor zahlreiche Probleme. Je nach gewähltem Triebwerkszyklus und nach Art der Wandkühlung kann das Ziel die Minimierung des Gesamtwärmestroms oder der maximalen Wärmestromdichte, aber auch die Maximierung des Wärmestroms sein. Neben dem Betriebspunkt des Triebwerks ist auch die Kontur der Brennkammer für den Verlauf des Wärmestroms entscheidend. Dies soll durch die neuartige hyperboloide Brennkammerkontur genutzt werden.

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist daher die Untersuchung des Potentials der hyperboloiden Kontur im Vergleich zu klassischen Brennkammerkonturen. Den unterschiedlichen Zielen bei der Auslegung der Brennkammer wird durch die Wahl zweier sehr unterschiedlicher Vergleichsfälle Rechnung getragen.

Im Falle des EAM ist die maximale Wandtemperatur der limitierende Faktor. Diese ergibt sich auf Grund der radiativen Kühlung aus der Wärmestromdichte. Das Ziel der Konturanpassung ist daher die Verringerung der im Hals auftretenden Wärmestromdichte. Die oftmals für die Vorauslegung von Brennkammern verwendete Bartz-Gleichung berücksichtigt unter anderem den Halskrümmungsradius. Dieser ist beim Hyperboloid besonders groß und lässt daher eine deutliche Reduktion der Thermallasten erwarten.

Beim Vinci-Triebwerk wurde der Expander Cycle [32] umgesetzt. Er zeichnet sich dadurch aus, dass der zur Kühlung der Brennkammerwand verwendete Treibstoff die Turbinen der Treibstoffförderpumpen antreibt. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit eines ausreichenden Wärmestroms in das Kühlfluid. Um das Gewicht des gesamten Trägersystems zu minimieren, sollte das Triebwerk möglichst leicht sein. Das Gewicht des Adapters zwischen der Ober- und Unterstufe des Trägersystems ist allerdings auch von großer Bedeutung und von der notwendigen Höhe des Adapters abhängig. Als weitere Anforderung ergibt sich daher ein möglichst kurzes Triebwerk. Daraus ergeben sich zwei unterschiedliche Ziele. Einerseits wird eine hohe Wärmestromdichte angestrebt, die die notwendige Wandoberfläche und damit das Gewicht des Triebwerks reduziert. Andererseits ist bei der Kombination einer hyperboloiden Kontur mit einem Innenkörper bei höherer Triebwerksmasse durch die Reduktion der Brennkammerlänge ein Vorteil in Bezug auf das Gewicht des Gesamtsystems denkbar. Die Geometrie von Vinci wird daher mit einem Hyperboloid mit und ohne Einsatz verglichen.

Zunächst werden die notwendigen Grundlagen erarbeitet. Hierfür wird die für den analytischen Vergleich verwendete Bartz-Gleichung hergeleitet und auf das Problem angepasst. Es zeigen sich gewisse Schwächen der Gleichung, durch welche die Übertragbarkeit auf die neue Kontur fraglich ist. Eine erste einfache Möglichkeit zur Anpassung der Gleichung wird mit der Beschränkung des Wärmestrom nach unten hin auf den Wert der Rohrströmung gefunden. Anschließend werden die Konturgleichungen aus geometrischen Überlegungen hergeleitet. Diese sind für die Bestimmung des Halsradius' und für die analytische Berechnung notwendig. Im Weiteren wird kurz auf die verwendete Software eingegangen. Dann werden die Vergleichsfälle erläutert und ihre Wahl begründet.

Nachdem die notwendigen Grundlagen bereit gestellt sind, werden die Vergleichsfälle analytisch betrachtet. Hierfür wird die Bartz-Gleichung in unveränderter und in einer der bei der Herleitung diskutierten Problematik angepassten Form verwendet. Die Ergebnisse fallen daher sehr unterschiedlich

aus und erlauben noch keine Bewertung der Konturen.

Schließlich wird auf die numerische Simulation eingegangen. Dabei werden die Auswirkungen der Variation verschiedener Parameter auf die Thermallasten untersucht und daraus ein realitätsnaher Vergleichsfall definiert. Dieser dient dem direkten Vergleich der Konturen.

Schließlich werden die analytischen und numerischen Ergebnisse verglichen und die Aussagekraft der Bartz-Gleichung wird anhand dieser Ergebnisse diskutiert.

## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die notwendigen Grundlagen erarbeitet und erläutert. Diese lassen sich in die analytische Behandlung des Wandwärmeübergangs, die Geometrie der verschiedenen Brennkammerkonturen, die verwendete Software und die für den Vergleich bemühten Testfälle unterteilen.

Die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation finden sich in zahllosen Fachbüchern und sind auf Grund der rein praktischen Anwendung der numerischen Simulation für diese Arbeit unerheblich. Folglich werden sie nicht behandelt. Es sei daher exemplarisch auf [10, 21, 30] verwiesen. Detaillierte Abhandlungen zu Grenzschichtmodellen finden sich zum Beispiel in [4, 31, 35].

Das Verständnis der vereinfachten Bartz-Gleichung ist für die korrekte Anwendung derselben und die Einschätzung der Fehler und der Aussagekraft der Ergebnisse unabdingbar. Sie wird daher in Abschnitt 2.1 aus der Dittus-Bölder-Gleichung hergeleitet. Die besonderen Schwächen der Bartz-Gleichung werden aufgezeigt und Lösungsmöglichkeiten angesprochen.

Abschnitt 2.2 befasst sich mit der Form der Brennkammern. Hierfür werden zunächst die relevanten Größen der Brennkammer, die Formeln zu ihrer Berechnung und ihre Bedeutung aufgeführt. Anschließend wird eine klassische Brennkammergeometrie konstruiert. Die für die Auswertung der Bartz-Gleichung sowie den Vergleich der Brennkammerarchitekturen nötigen Formeln werden aus dieser Form abgeleitet. Danach werden die neue hyperboloide Kontur sowie die hyperboloide Kontur mit Innenkörper dargestellt.

Abschnitt 2.3 befasst sich kurz mit der Software, die für diese Diplomarbeit verwendet wird. Dies sind das Programm CEA (Chemical Equilibrium with Applications) für die Ermittlung der Stoffeigenschaften und ANSYS CFX für die numerische Simulation.

Da für den Vergleich der Brennkammerkonturen aussagekräftige Vergleichsfälle notwendig sind, werden diese in Abschnitt 2.4 definiert. Es wird aufgezeigt, welche Vorteile mit dem neuen Brennkammerkonzept angestrebt werden.

## 2.1 Analytische Behandlung des Wandwärmeübergangs

Für den analytischen Vergleich der Hyperboloidkontur mit der klassischen Kontur wird die vereinfachte Bartz-Gleichung verwendet [6]. Sie erlaubt eine erste Abschätzung des Wandwärmeübergangs anhand weniger Gasparameter sowie der Kontur der Brennkammer. Sie hat sich hierfür als hinreichend genau herausgestellt und in der Praxis bewährt [15, 22]. Eine aktuelle Abhandlung zur analytischen Behandlung des Wärmeübergangs findet sich zum Beispiel bei Weigand [33].

Für die Herleitung der Bartz-Gleichung dient die Dittus-Bölder-Gleichung [36], welche die Nusselt-Zahl als Funktion der Reynolds- und Prandtl-Zahl darstellt. Bartz legt den Exponenten der Prandtl-Zahl auf 0,4 fest. Auf die Konstante  $C$  wird später eingegangen.

$$Nu = C Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (2.1)$$

Über die Definitionen der Nusselt-, Reynolds- und Prandtl-Zahl [3]

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}, \quad (2.2)$$

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta}, \quad (2.3)$$

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (2.4)$$

lässt sich die Dittus-Bölder-Gleichung umformulieren und nach dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  auflösen

$$\alpha = \frac{C}{L^{0,2}} \left( \frac{\mu c_p}{Pr^{0,6}} \right)_{am} (\rho_{am} v_C). \quad (2.5)$$

Hierbei sind  $L$  die charakteristische Länge,  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit,  $\rho$  die Dichte,  $v$  die Geschwindigkeit und  $\eta$  die dynamische Viskosität.

Da die Stoffeigenschaften von der Temperatur abhängen, variieren sie über die Grenzschicht. Dies wird berücksichtigt, indem für die Ermittlung der Stoffeigenschaften der arithmetische Mittelwert der statischen Temperatur  $T_C$  der wandfernen Heißgasströmung und der Wandtemperatur  $T_W$  verwendet wird.

Die spezifische Wärmekapazität und die Prandtl-Zahl werden mit der Totaltemperatur  $T_t$  bestimmt, welche als konstant angenommen wird. Die Gleichung vereinfacht sich daher zu

$$\alpha = \frac{C}{L^{0,2}} \left( \frac{\eta^{0,2} c_p}{Pr^{0,6}} \right)_t (\rho v)_C^{0,8} \sigma \quad (2.6)$$

mit dem Koeffizienten

$$\sigma = \left( \frac{\rho_{am}}{\rho_C} \right)^{0,8} \left( \frac{\eta_{am}}{\eta_t} \right)^{0,2}, \quad (2.7)$$

der alle Korrekturen für die Variation der Stoffwerte über die Grenzschicht beinhaltet. Es wird ein ideales Gas betrachtet. Daraus ergibt sich für die Dichte eine Antiproportionalität zur Temperatur

$$\rho \sim \frac{1}{T} \quad (2.8)$$

und für die Temperatur der Zusammenhang zur Machzahl

$$T_t = T_C \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_C^2 \right). \quad (2.9)$$

Für die dynamische Viskosität wird

$$\eta \sim T^\omega \quad (2.10)$$

angenommen. Somit lässt sich über die mittlere Temperatur  $T_{am} = 0,5 \cdot (T_W + T_C)$  der Korrekturfaktor  $\sigma$  als Funktion ausschließlich der Wand- und Totaltemperatur sowie der Machzahl darstellen als

$$\sigma = \frac{1}{\left[ \frac{1}{2} \frac{T_W}{T_t} \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_C^2 \right) + \frac{1}{2} \right]^{0,8 - 0,2\omega} \left[ 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_C^2 \right]^{0,2\omega}}. \quad (2.11)$$

Für den Koeffizienten  $\omega$  schlägt Bartz den Wert 0,6 vor.

Die Massenstromdichte kann auf Grund der Massenerhaltung umformuliert werden zu

$$(\rho v)_C^{0,8} = \left( \frac{\dot{m}}{A(x)} \right)^{0,8} = \left( \frac{\dot{m}}{A_{th}} \right)^{0,8} \left( \frac{A_{th}}{A(x)} \right)^{0,8}. \quad (2.12)$$

Die Konstante  $C$  ermittelt Bartz, indem er für eine bestimmte Referenzbrennkammer das Resultat von Gleichung (2.6) mit dem einer Integration eines selbst entwickelten, komplizierteren Grenschichtmodells [5] vergleicht. Daraus ergibt sich  $C = 0,026$ , was nahe an dem Wert von 0,023 der Dittus-Bölder-Gleichung liegt. Zusätzlich führt Bartz noch einen Parameter  $(D_{th}/R_{th})^{0,1}$  ein, der den Einfluss des Krümmungsradius  $R_{th}$  auf den Wärmeübergang berücksichtigt.

Die charakteristische Länge der Reynolds-Zahl ist der hydraulische Durchmesser  $D_h$ . Die vereinfachte Bartz-Gleichung lautet also in ihrer vollständigen Form

$$\alpha = \left[ 0,026 \left( \frac{\eta^{0,2} c_p}{Pr^{0,6}} \right)_t \left( \frac{\dot{m}}{A_{th}} \right)^{0,8} \left( \frac{D_{th}}{R_{th}} \right)^{0,1} \right] \left( \frac{A_{th}}{A(x)} \right)^{0,8} \frac{\sigma}{D_h^{0,2}}. \quad (2.13)$$

Der in die eckigen Klammern gefasste Teil der Gleichung ist innerhalb der gesamten Düse konstant. Für die Bestimmung des Wärmeübergangs müssen daher nur das Flächenverhältnis, der hydraulische Durchmesser und der Korrekturfaktor  $\sigma$  in Abhängigkeit von der Position in der Düse ermittelt werden.

Der hydraulische Durchmesser ergibt sich aus der Gleichung

$$D_h = \frac{4A}{U} \quad (2.14)$$

mit der umschlossenen Fläche  $A$  und dem Umfang  $U$  zu

$$D_h = \frac{4\pi (r_a^2 - r_i^2)}{2\pi (r_a + r_i)} = \frac{2(r_a - r_i)(r_a + r_i)}{(r_a + r_i)} = 2(r_a - r_i). \quad (2.15)$$

Bei der Herleitung wird von einer klassischen Kontur ausgegangen. Das bedeutet, dass der hydraulische Durchmesser dem der Kammer entspricht. Beim Hyperboloid mit Innenkörper ist dies jedoch nicht der Fall. Bei dieser Kontur muss daher Gleichung (2.13) mit Gleichung (2.15) verwendet werden.

Für die klassische Kontur und das Hyperboloid ohne Innenkörper trifft diese Annahme allerdings zu. Daher gilt in diesem Fall

$$\frac{1}{D_h^{0,2}} = \frac{1}{D(x)^{0,2}} = \frac{1}{D(x)^{0,2}} \frac{D_{th}^{0,2}}{D_{th}^{0,2}} = \frac{1}{D_{th}^{0,2}} \left( \frac{D_{th}}{D(x)} \right)^{0,2} = \frac{1}{D_{th}^{0,2}} \left( \frac{A_{th}}{A(x)} \right)^{0,1}, \quad (2.16)$$

womit sich die vereinfachte Bartz-Gleichung zu

$$\alpha = \left[ \frac{0,026}{D_{th}^{0,2}} \left( \frac{\eta^{0,2} c_p}{Pr^{0,6}} \right)_t \left( \frac{\dot{m}}{A_{th}} \right)^{0,8} \left( \frac{D_{th}}{R_{th}} \right)^{0,1} \right] \left( \frac{A_{th}}{A(x)} \right)^{0,9} \sigma \quad (2.17)$$

reduziert.

Neben den teils erheblichen Vereinfachungen der Grenzschicht und der Stoffwerte stellen insbesondere die Konstante  $C$  und der Term für die Berücksichtigung des Halskrümmungsradius eine große Unsicherheit dar.

Für die Ermittlung der Konstanten dient eine Kontur, bei der sich an den zylindrischen Teil der Brennkammer ein konischer, konvergenter Teil anschließt. Die daraus resultierenden Kanten zu Beginn des konischen Düsentails und im Hals sind mittels eines tangentialstetigen Kreissegments verrundet. Als Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Gleichung gibt Bartz eine nicht zu große Abweichung des Öffnungswinkels des konischen Teils von seiner Referenzbrennkammer und einen Halskrümmungsradius, der mindestens ein Drittel des Halsradius beträgt, an.

Der konvergente Düsentail der klassischen Kontur von Vinci ist so gestaltet. Die Kontur des EAM hat keinen konischen Düsentail. Ihr konvergenter Teil besteht ausschließlich aus zwei Kreissegmenten. Dies stellt einen Extremfall der von Bartz gewählten Kontur mit maximalem Radius der Verrundungen dar. Sowohl das Hyperboloid als auch das Hyperboloid mit Innenkörper weichen jedoch erheblich von der Referenzkontur von Bartz ab. Dies lässt einen größeren Fehler bei der gewählten Konstanten erwarten.

Des Weiteren ist es fraglich, ob die gewählte Berücksichtigung des Halskrümmungsradius, die nur zu kleinen Radien hin beschränkt ist, auch für sehr große Radien zutrifft. Dies wird durch einen Vergleich mit der Dittus-Bölder-Gleichung ersichtlich. Diese beschreibt Rohrströmungen, die als Brennkammer mit unendlichem Halskrümmungsradius betrachtet werden können. Ist der Halskrümmungsradius größer als der Halsradius, wird der entsprechende Korrekturterm in der Vereinfachten Bartz-Gleichung kleiner als eins. Die Bartz-Gleichung schätzt den Wärmeeintrag daher in diesem Fall kleiner ein als die Dittus-Bölder-Gleichung. Eine Beschränkung des Korrekturterms zu großen Krümmungsradien scheint daher nötig zu sein.



## 2.2 Brennkammerkonturen

Um die neue Brennkammerkontur mit einer klassischen Kontur analytisch und numerisch vergleichen zu können, müssen zunächst verschiedene Testfälle definiert und entsprechende Konturen konstruiert werden.

Damit ein sinnvoller Vergleich möglich ist, muss allerdings derselbe Betriebsfall betrachtet werden. Das bedeutet, dass sich die Treibstoffe und ihr Mischungsverhältnis nicht unterscheiden dürfen. Auch die Strömungsverhältnisse im Hals müssen ähnlich sein. Dies garantiert neben den gleichen Bedingungen für die Düse auch den gleichen Massenstrom und Schub des Triebwerks. Des Weiteren müssen trotz der stark unterschiedlichen Form der Brennkammern gewisse Ähnlichkeitsparameter eingehalten werden.

Für die Strömungsverhältnisse sind neben dem Halsquerschnitt und der Zusammensetzung des Gases vor allem der Totaldruck und die Totaltemperatur entscheidend. Da sich beim im Hals auftretenden kritischen Zustand eine Machzahl von eins einstellt, reichen diese Größen beim idealen Gas zur Bestimmung des Strömungszustands aus. Unter Vernachlässigung der Grenzschicht kann also bei gleicher Wahl der oben genannten Größen von einem vergleichbaren Zustand im Hals und damit auch Massenstrom und Schub ausgegangen werden. Auf Grund der unterschiedlichen Entwicklung der Grenzschicht ist eine leichte Abweichung trotzdem zu erwarten.

Während der Totaldruck, mit dem das Gas injiziert wird, direkt vorgegeben wird, resultiert die Totaltemperatur aus dem Mischungsverhältnis und der Temperatur der Komponenten vor dem Verbrennen. Diese müssen also übereinstimmen.

Auf Grund des unterschiedlichen Kontraktionsverhältnisses resultiert bei gleichem Totaldruck ein unterschiedlicher statischer Druck. Der Nenndruck der Brennkammern unterscheidet sich daher.

Um eine gute Ausnutzung der im Treibstoff enthaltenen Bindungsenthalpie zu ermöglichen, muss die Verbrennung beim Verlassen der Brennkammer möglichst abgeschlossen sein. Die Geometrie muss daher an die Verbrennungsverhältnisse angepasst werden. Diese sind allerdings in der Regel nicht genau genug bekannt. Brennkammern werden daher anhand eines Ähnlichkeitsparameters ausgelegt, der bei geeigneter Wahl eine nahezu vollständige Verbrennung sicherstellt [24, S. 224f].

Man geht dabei davon aus, dass die Temperatur und der Druck in der Brennkammer nur geringen Schwankungen unterliegen, womit von einer konstanten Reaktionsgeschwindigkeit ausgegangen werden kann. Als Kriterium für die Güte der Verbrennung bleibt daher die Aufenthaltsdauer des Treibstoffs in der Brennkammer. Sie ergibt sich aus den Strömungsgeschwindigkeiten. Da diese vor der Berechnung der Brennkammer unbekannt sind, könnte die Kontur nur durch ein aufwändiges iteratives Vorgehen erhalten werden.

Als weitere Vereinfachung wird daher die Strömung in der Brennkammer für die Bestimmung der Verweildauer als inkompressibel betrachtet. Auf Grund der bis zum engsten Querschnitt vorliegenden subsonischen Strömung ist der daraus resultierende Fehler gering. Die Verweildauer der Treibgase in der Brennkammer ist somit proportional zum Verhältnis von Brennkammervolumen und Querschnittsfläche im Düsenhals. Dies wird als charakteristische Brennkammerlänge bezeichnet und ergibt sich aus

$$L_{char} = \frac{V_{ch}}{A_{th}}. \quad (2.18)$$

Damit die Verbrennungsverhältnisse übereinstimmen, wird dem Vergleich folglich eine gleiche charakteristische Brennkammerlänge zugrunde gelegt.

Konstruiert man eine hyperboloide Kontur als Vergleichsbrennkammer mit gleicher Brennkammerlänge und gleichem Querschnitt des Injektors, so hat diese eine deutlich geringere charakteristische

Länge. Eine vollständige Verbrennung wäre also gegebenenfalls nicht mehr gewährleistet.

Eine Verlängerung der Brennkammer erscheint zwar wegen des dabei mitwachsenden Halskrümmungsradius zunächst sinnvoll. Die Länge des Triebwerks muss jedoch bei der Auslegung des Gesamtsystems berücksichtigt werden. Zudem wachsen die mechanischen Lasten der Brennkammerwand bei zunehmend dünnerer und längerer Brennkammer erheblich an und steigern damit das Strukturgewicht der Kammer. Dieser Ansatz ist daher nicht praktikabel.

Der Durchmesser der Brennkammer ist von untergeordneter Bedeutung und kann variiert werden. Die Übereinstimmung der charakteristischen Brennkammerlänge wird daher bei gleicher Länge unter Anpassung der Querschnittsfläche des Injektors erreicht.

Sie wird meist nicht explizit angegeben, sondern dimensionslos in Form des Kontraktionsverhältnisses  $\epsilon$  betrachtet. Dieses ergibt sich aus der Gleichung

$$\epsilon = \frac{A_{ch}}{A_{th}} \quad (2.19)$$

mit dem Nennquerschnitt der Brennkammer  $A_{ch}$  beim Injektor und dem Querschnitt im Hals  $A_{th}$ .

### 2.2.1 Klassische Brennkammer

Die klassische Brennkammerkontur an sich gibt es nicht, da sie sehr unterschiedlich konstruiert werden kann. Sie zeichnet sich durch einen zylindrischen Brennkammerbereich aus, der klar vom konvergenten Teil der Brennkammer zu unterscheiden ist [32].

Der konvergente Teil wird meist durch einen Konus realisiert. Die resultierenden Kanten werden durch tangentialstetige Kreissegmente verrundet. Abbildung 2.1 stellt eine solche Kontur exemplarisch dar. Für die eindeutige Definition dieser Kontur werden neben der Länge der Brennkammer, dem Halsquerschnitt und dem Kontraktionsverhältnis die Radien der Verrundungen und die Länge des konvergenten Düsentails benötigt.

Die Kontur des EAM stellt einen Sonderfall dieser Kontur dar. Die Verrundungen weisen den maximal möglichen Radius auf, wodurch der Konus komplett entfällt. Die Radien der Kreissegmente sind dabei gleich und ergeben sich somit ausschließlich aus der Länge des konvergenten Düsentails sowie der Differenz zwischen Brennkammerradius im zylindrischen Teil und Halsradius.

Als Randbedingung werden somit nur die Querschnittsfläche im Düsenhals, die Brennkammerlänge,

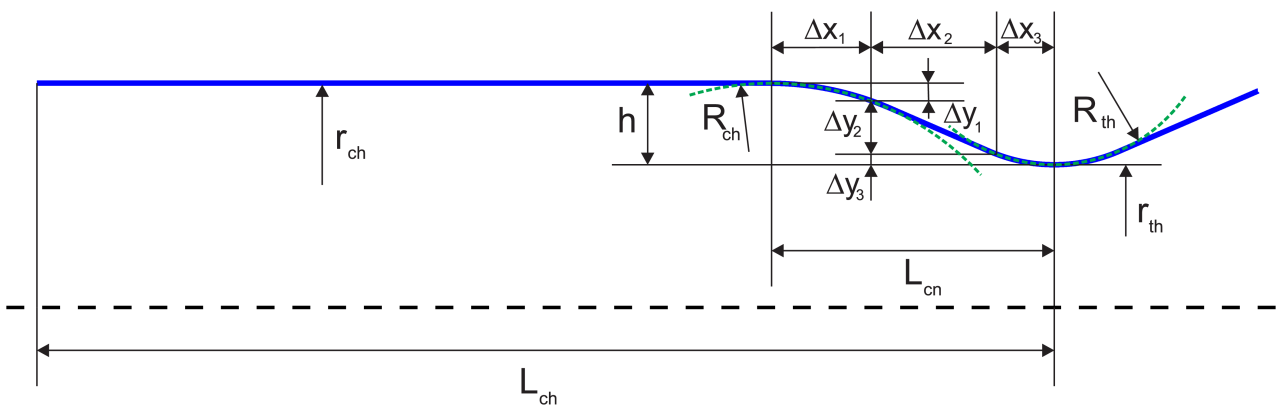
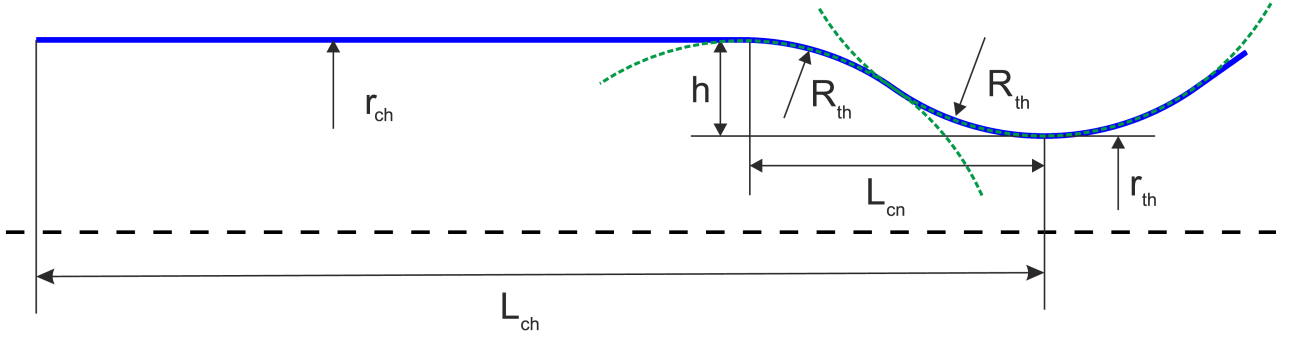


Abbildung 2.1: Skizze der klassischen Kontur von Vinci.



**Abbildung 2.2:** Skizze der für das EAM angenommenen klassischen Kontur mit Bezeichnungen.

das Kontraktionsverhältnis und die Länge des konvergenten Düsentails vorgegeben. Alle anderen Größen werden daraus berechnet. Abbildung 2.2 zeigt die Kontur des EAM. Im Weiteren wird zunächst die allgemeine Kontur mit konischem Zwischenstück behandelt und anschließend für das EAM angepasst.

### Konturgleichung und Krümmungsradius

Die Länge des konvergenten Düsentails  $L_{cn}$  ist gegeben. Die Höhe  $h$  ergibt sich aus der Differenz des Radius  $r_{ch}$  im zylindrischen Teil und des Halsradius  $r_{th}$  zu

$$h = r_{ch} - r_{th}. \quad (2.20)$$

Mit dem Kontraktionsverhältnis  $\epsilon$  aus Gleichung (2.19) lässt sich dies als

$$h = r_{th} \sqrt{\epsilon} - r_{th} = r_{th} (\sqrt{\epsilon} - 1) \quad (2.21)$$

darstellen.

Aus der dargestellten Geometrie ergeben sich

$$\Delta x_{1/3} = R_{1/3} \sin(\beta), \quad (2.22)$$

$$\Delta y_{1/3} = R_{1/3} (1 - \cos(\beta)), \quad (2.23)$$

$$\Delta y_2 = \Delta x_2 \tan(\beta). \quad (2.24)$$

Dabei beschreibt  $\beta$  sowohl den Winkel, der die Kreissegmente aufspannt, als auch den Winkel, um den die Kontur des konvergenten Kegels gegen die Achse verkippt ist. Die Höhe des Segments beträgt

$$h = \Delta y_1 + \Delta y_2 + \Delta y_3 = (R_1 + R_3) \sin(\beta) + \Delta x_2 \tan(\beta) \quad (2.25)$$

und die Länge

$$L_{cn} = \Delta x_1 + \Delta x_2 + \Delta x_3 = (R_1 + R_3) \sin(\beta) + \Delta x_2. \quad (2.26)$$

Durch Auflösen von Gleichung (2.26) nach  $\Delta x_k$  und Einsetzen in Gleichung (2.25) ergibt sich die

Höhe zu

$$\begin{aligned}
h &= (R_1 + R_3) (1 - \cos(\beta)) + [L_{cn} - (R_1 + R_3) \sin(\beta)] \tan(\beta) \\
&= L_{cn} \tan(\beta) + (R_1 + R_3) \left[ 1 - \cos(\beta) - \sin(\beta) \frac{\sin(\beta)}{\cos(\beta)} \right] \\
&= L_{cn} \tan(\beta) + (R_1 + R_3) \left[ \left( 1 - \frac{1}{\cos(\beta)} \right) (\cos^2(\beta) + \sin^2(\beta)) \right] \\
&= L_{cn} \tan(\beta) + (R_1 + R_3) \left[ 1 - \frac{1}{\cos(\beta)} \right].
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Dies lässt sich zwar nicht komplett nach dem Winkel auflösen. Umgestellt ergibt sich jedoch die Gleichung

$$\alpha = \arctan \left( \frac{h - (R_1 + R_3) (1 - \cos(\beta))}{L_{cn}} \right), \tag{2.28}$$

mit deren Hilfe der Winkel mit wenigen Iterationen bestimmt werden kann. Es empfiehlt sich ein Startwert von null.

Somit kann die Kontur der Brennkammer in Abhängigkeit von der Position auf der Rotationsachse und den zuvor bestimmten Größen mit der Gleichung

$$r(x) = \begin{cases} r_{ch}, & \text{für } -L_{ch} \leq x < -L_{cn} \\ r_{ch} - R_1 + \sqrt{R_1^2 - (L_{cn} + x)^2}, & \text{für } -L_{cn} \leq x < -L_{cn} + \Delta x_1 \\ r_{ch} - \Delta y_1 - (x + L_{cn} - \Delta x_1) \tan(\beta), & \text{für } -L_{cn} + \Delta x_1 \leq x < -\Delta x_3 \\ r_{th} + R_3 - \sqrt{R_3^2 - x^2}, & \text{für } -\Delta x_3 \leq x < 0 \end{cases} \tag{2.29}$$

bestimmt werden.

Die Kontur des EAM ist wegen des fehlenden konischen Teils einfacher und bereits über die Höhe und Länge des konvergenten Teilstücks exakt definiert.

Da die Kreissegmente den gleichen Radius aufweisen, ist auch der von ihnen umschriebene Winkel gleich. Somit ergeben sich die Länge und die Höhe des konvergenten Teils in Abhängigkeit vom Radius und dem Winkel zu

$$h = 2 R_{th} (1 - \cos(\beta)), \tag{2.30}$$

$$L_{cn} = 2 R_{th} \sin(\alpha). \tag{2.31}$$

Lösen von Gleichung (2.30) nach dem Winkel und Gleichung (2.31) nach dem Radius führt auf

$$\beta = \arccos \left( 1 - \frac{h}{2 R_{th}} \right), \tag{2.32}$$

$$R_{th} = \frac{L_{cn}}{2 \sin(\beta)}. \tag{2.33}$$

Einsetzen von Gleichung (2.32) in Gleichung (2.33) ergibt schließlich

$$R_{th} = \frac{L_{cn}}{2 \sin \left( \arccos \left( 1 - \frac{h}{2 R_{th}} \right) \right)}. \tag{2.34}$$

Mit der Beziehung [8]

$$\sin^2(x) + \cos^2(x) = 1 \quad (2.35)$$

lässt sich der Term  $\sin(\arccos(x))$  nach

$$\sin(\arccos(x)) = \sqrt{1 - \cos^2(\arccos(x))} = \sqrt{1 - x^2} \quad (2.36)$$

umformen. Damit lässt sich Gleichung (2.34) zu

$$R_{th} = \frac{L_{cn}}{2 \sqrt{1 - \left(1 - \frac{h}{2R_{th}}\right)^2}} = \frac{L_{cn}}{2 \sqrt{\frac{h}{R_{th}} - \frac{h^2}{4R_{th}^2}}} \quad (2.37)$$

vereinfachen. Durch Umstellen der Gleichung ergibt sich der endgültige Ausdruck

$$R_{th} = \frac{L_{cn}^2 + h^2}{4h} \quad (2.38)$$

für den Kreisradius. Bei der EAM-Kontur ist keine iterative Bestimmung des Winkels nötig. Mit dem gegebenen Radius der Kreissegmente lässt sich nun der lokale Brennkammerradius in Abhängigkeit von der Position auf der Rotationsachse mit

$$r(x) = \begin{cases} r_{ch}, & \text{für } -L_{ch} \leq x < -L_{cn} \\ r_{ch} - R_{th} + \sqrt{R_{th}^2 - (L_{cn} + x)^2}, & \text{für } -L_{cn} \leq x < -\frac{L_{cn}}{2} \\ r_{th} + R_{th} - \sqrt{R_{th}^2 - x^2}, & \text{für } -\frac{L_{cn}}{2} \leq x < 0 \end{cases} \quad (2.39)$$

bestimmen.

Der Krümmungsradius im Hals entspricht dem Radius des dortigen Kreissegments. Dies ist bei der klassischen Kontur mit konischem Zwischenstück der Radius  $R_3$ . Bei der Kontur des EAM ist es der Radius  $R_{th}$ . Eine separate Bestimmung des Halskrümmungsradius ist folglich bei der klassischen Kontur nicht notwendig.

## Volumen und charakteristische Länge

Für die exakte Bestimmung des Volumens der Brennkammer muss die Querschnittsfläche über die Rotationsachse integriert werden. Da die analytische Lösung hierfür sehr aufwändig ist, bieten sich als mögliche Lösungen eine numerische Integration und eine vereinfachte analytische Integration an. Auf Grund der Tatsache, dass der konvergente Teil der Brennkammer bei der klassischen Kontur sehr kurz ist, ist der Einfluss auf das Gesamtvolumen gering. Die Berechnung des Volumens erfolgt daher unter der Annahme eines kegelförmigen konvergenten Teils gemäß [32, S. 282].

Das Volumen ergibt sich damit zu

$$V_{ch} = A_{ch}(L_{ch} - L_{cn}) + \frac{L_{cn}}{3} \left( A_{ch} + \sqrt{A_{ch} A_{th}} + A_{th} \right) \quad (2.40)$$

$$= \epsilon A_{th}(L_{ch} - L_{cn}) + \frac{A_{th} L_{cn}}{3} (\epsilon + \sqrt{\epsilon} + 1) \quad (2.41)$$

und daraus die charakteristische Brennkammerlänge durch Division durch den Halsquerschnitt

$$L_{ch} = \epsilon (L_{ch} - L_{cn}) + \frac{L_{cn}}{3} (\epsilon + \sqrt{\epsilon} + 1) . \quad (2.42)$$

## 2.2.2 Hyperboloide Brennkammer

Die Idee der hyperboloiden Brennkammer geht aus einem neuen Injektorkonzept hervor. Bei diesem wird der Treibstoff nicht axial eingespritzt. Die Gesamtheit der Treibstoffjets bildet hierbei bei kalten Durchströmversuchen ohne Brennkammer ein Hyperboloid. Die Bartz-Gleichung lässt eine Reduktion der thermischen Lasten durch den beim Hyperboloid größeren Halskrümmungsradius erwarten. Die Hyperboloidkontur auch für die Brennkammerwand zu verwenden liegt daher nahe.

Eine Besonderheit der rein hyperboloiden Kontur ist, dass die Brennkammer kein Teilstück mit konstanter Querschnittsfläche aufweist. Der Treibstoff wird daher kontinuierlich beschleunigt. Der nächste Abschnitt behandelt den Ansatz einer hyperboloiden Kontur mit Innenkörper. Je nach Wahl der Kontur des Innenkörpers kann damit ein Teilstück mit konstantem Querschnitt realisiert werden.

Abbildung 2.3 stellt die Geometrie der hyperboloiden Brennkammer dar.

### Konturgleichung und Krümmungsradius

Die euklidische Normalform [8] der Hyperboloid-Gleichung mit der x-Achse als Rotationsachse des Hyperboloids lautet

$$\frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - \frac{x^2}{a^2} = 1. \quad (2.43)$$

Bei der zweidimensionalen Betrachtung der Brennkammerkontur ist die z-Koordinate stets null und die Gleichung vereinfacht sich zu

$$\frac{y^2}{b^2} - \frac{x^2}{a^2} = 1. \quad (2.44)$$

Hierbei stellt die x-Koordinate den Abstand vom Düsenhals und die y-Koordinate den lokalen Brennkammerradius dar.

Nach der y-Koordinate aufgelöst ergibt sich folglich eine Gleichung für den lokalen Brennkammerradius in Abhängigkeit vom Abstand zum Düsenhals

$$r(x) = |y| = \left| \pm \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + x^2} \right| = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + x^2}. \quad (2.45)$$

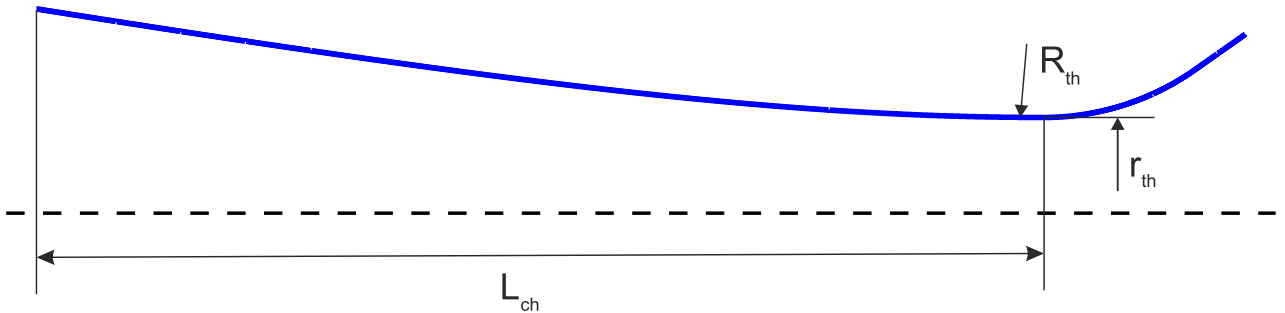


Abbildung 2.3: Skizze der hyperboloiden Kontur des EAM-Vergleichsfalls.

Durch Einsetzen der Halsposition  $x = 0$  in diese Gleichung, ergibt sich für den lokalen Brennkammer-radius

$$r(0) = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + 0^2} = b. \quad (2.46)$$

Es handelt sich bei dem Parameter  $b$  also um den Radius im Düsenhals.

Der fehlende Parameter  $a$  ergibt sich, indem für die x-Koordinate der Einlass der Brennkammer gewählt wird:

$$r(-L_{ch}) = \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + L_{ch}^2}. \quad (2.47)$$

An dieser Stelle muss die Brennkammer ihren Nennquerschnitt haben. Das heißt

$$A(-L_{ch}) = \pi r(-L_{ch})^2 = \epsilon A_{th}. \quad (2.48)$$

Mit

$$A_{th} = \pi r(0)^2 = \pi b^2 \quad (2.49)$$

folgt dann

$$A(-L_{ch}) = \pi \left( \frac{b}{a} \sqrt{a^2 + (-L_{ch})^2} \right)^2 = \pi \frac{b^2}{a^2} (a^2 + L_{ch}^2) = \epsilon \pi b^2 \quad (2.50)$$

und durch Auflösen nach  $a$  schließlich

$$a = \frac{L_{ch}}{\sqrt{\epsilon - 1}}. \quad (2.51)$$

Somit ist die Kontur über die üblichen Parameter, das Kontraktionsverhältnis, die Brennkammerlänge und die Querschnittsfläche im Düsenhals bestimmt.

Der Krümmungsradius lässt sich gemäß [8] mit

$$R(x) = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{dr(x)}{dx} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2 r(x)}{dx^2}} \quad (2.52)$$

bestimmen. Die hierfür benötigten Ableitungen des Radius lauten:

$$\frac{dr(x)}{dx} = \frac{bx}{a \sqrt{a^2 + x^2}} = \frac{bx}{a} (a^2 + x^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.53)$$

$$\frac{d^2 r(x)}{dx^2} = \frac{ab}{(a^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} = ab (a^2 + x^2)^{-\frac{3}{2}}. \quad (2.54)$$

In die Formel des Krümmungsradius eingesetzt ergibt dies

$$R(x) = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{bx}{a} (a^2 + x^2)^{-\frac{1}{2}} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}{ab (a^2 + x^2)^{-\frac{3}{2}}} = \frac{1}{a^4 b} [a^4 + a^2 x^2 + b^2 x^2]^{\frac{3}{2}}. \quad (2.55)$$

Der für die analytische Lösung interessante Halskrümmungsradius lautet somit

$$R_{th} = R(0) = \frac{a^2}{b}. \quad (2.56)$$

## Volumen und charakteristische Länge

Mit der Funktion für die Querschnittsfläche

$$A(x) = \pi r^2(x) = \pi \frac{b^2}{a^2} (a^2 + x^2) \quad (2.57)$$

ergibt sich das Volumen der Brennkammer durch Integration dieser Fläche über die Rotationsachse zu

$$V_{ch} = \int_{-L_{ch}}^0 A(x) dx = \int_{-L_{ch}}^0 \pi \frac{b^2}{a^2} (a^2 + x^2) dx = \frac{\pi b^2}{a^2} \left[ \frac{x^3}{3} + a^2 x \right]_{-L_{ch}}^0 = \frac{\pi b^2 L_{ch}}{3 a^2} (L_{ch}^2 + 3 a^2) . \quad (2.58)$$

Die charakteristische Brennkammerlänge ergibt sich dann aus dem Verhältnis des Volumens zum Düsenhalsquerschnitt

$$L_{char} = \frac{V_{ch}}{A^*} = \frac{L_{ch}}{3 a^2} (L_{ch}^2 + 3 a^2) = \frac{L_{ch}^3}{3 a^2} + L_{ch} \quad (2.59)$$

und lässt sich mit Gleichung (2.51) in Abhängigkeit vom Kontraktionsverhältnis darstellen

$$L_{char} = \frac{L_{ch}^3}{3 \frac{L_{ch}^2}{\epsilon - 1}} + L_{ch} = \frac{L_{ch}}{3} (\epsilon + 2) . \quad (2.60)$$

Da die charakteristische Brennkammerlänge der Vergleichsbrennkammer entsprechen muss, wird das Kontraktionsverhältnis aus der charakteristischen Brennkammerlänge berechnet. Hierfür wird die nach dem Kontraktionsverhältnis umgestellte Gleichung

$$\epsilon = \frac{3 L_{char}}{L_{ch}} - 2 \quad (2.61)$$

verwendet.

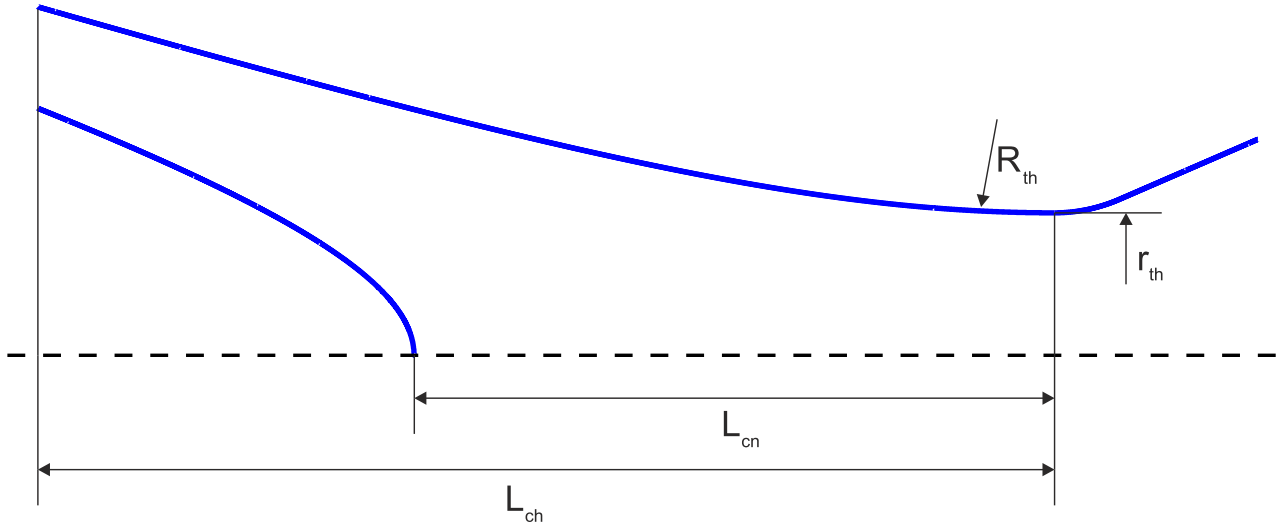
### 2.2.3 Hyperboloide Brennkammer mit Innenkörper

Bedingt dadurch, dass das Hyperboloid zum Injektor hin weiter wird, eignet es sich hervorragend für den Einbau eines Innenkörpers. Dieser erhöht die Oberfläche und somit den Wandwärmestrom der Brennkammer bei gleichem Brennkammervolumen und gleicher Brennkammerlänge.

Bei auf dem Expander-Cycle basierenden Triebwerken ist die charakteristische Brennkammerlänge oftmals höher, als für die Verbrennung notwendig. Dies liegt daran, dass der die Wand kühlende Treibstoff vor der Injektion in die Brennkammer die Turbopumpen des Triebwerks antreiben muss. Die hierfür benötigte Enthalpie wird über den Wandwärmestrom bereitgestellt, der somit vorgegeben ist. Die hyperboloide Kontur mit Innenkörper stellt daher eine Möglichkeit dar, die Brennkammer kürzer ausführen zu können.

Die Form des Innenkörpers kann frei gewählt werden. Die in dieser Arbeit untersuchte Kontur ergibt sich daraus, dass für den Bereich der Brennkammer, in dem sich der Innenkörper befindet, ein konstanter Querschnitt gefordert wird. Der resultierende Innenkörper ist stumpf und dadurch leicht zu kühlen.





**Abbildung 2.4:** Skizze der hyperboloiden Kontur mit Innenkörper beim Vinci-Vergleichsfall.

Wegen des im Bereich des Innenkörpers konstanten Querschnitts lässt sich, wie bei der klassischen Kontur, eine Düsenlänge angeben. Sie bestimmt mit dem Kontraktionsverhältnis, der Brennkammerlänge und dem Halsradius die Form der Brennkammer. Wird die Länge der Düse entsprechend der Länge der Brennkammer gewählt, so geht daraus die vorher behandelte hyperboloide Brennkammer ohne Einsatz hervor.

Abbildung 2.4 stellt eine hyperboloide Kontur mit Innenkörper dar.

### Konturgleichung und Krümmungsradius

Die Kontur ergibt sich wie bei der hyperboloiden Brennkammer ohne Einsatz aus dem Halsdurchmesser und dem Kontraktionsverhältnis der Brennkammer. Das Kontraktionsverhältnis wird in diesem Fall jedoch am Ende des Innenkörpers erreicht. Statt der Länge der Brennkammer muss daher in Gleichung (2.51) die Länge des konvergenten Teils der Brennkammer eingesetzt werden. Damit ergibt sich der modifizierte Parameter

$$\bar{a} = \frac{L_{cn}}{\sqrt{\epsilon - 1}} \quad (2.62)$$

Die Gleichungen für den lokalen Brennkammerradius und den Halskrümmungsradius entsprechen denen des Hyperboloids ohne Innenkörper.

Die Kontur des Innenkörpers ergibt sich aus der Differenz des Hyperboloid-Querschnitts und des Brennkammer-Nennquerschnitts

$$A_i = A_a - A_{ch} = \pi r_a(x)^2 - \pi b^2 = \pi \frac{b^2}{\bar{a}^2} (\bar{a}^2 + x^2) - \epsilon \pi b^2 \quad (2.63)$$

$$= \pi \frac{b^2}{\bar{a}^2} (\bar{a}^2 (1 - \epsilon) + x^2). \quad (2.64)$$

Der lokale Radius des Innenkörpers ergibt sich damit zu

$$r_i(x) = \begin{cases} \frac{b}{\bar{a}} \sqrt{\bar{a}^2 (1 - \epsilon) + x^2}, & \text{für } x < -L_{cn} \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.65)$$

## Volumen und charakteristische Länge

Das Volumen der hyperboloiden Brennkammer mit Innenkörper setzt sich aus der hyperboloiden Düse sowie dem Teilstück konstanter Querschnittsfläche zusammen. Es ergibt sich somit zu

$$\begin{aligned} V_{ch} &= \int_{-L_{ch}}^{-L_{cn}} A_{ch} dx + \int_{-L_{cn}}^0 A(x) dx = A_{ch} (L_{ch} - L_{cn}) + \int_{-L_{cn}}^0 \pi \frac{b^2}{\bar{a}^2} (\bar{a}^2 + x^2) dx \\ &= A_{ch} (L_{ch} - L_{cn}) + \frac{\pi b^2 L_{cn}}{3 \bar{a}^2} (L_{cn}^2 + 3 \bar{a}^2) . \end{aligned} \quad (2.66)$$

Die charakteristische Brennkammerlänge ergibt sich durch Division des Brennkammervolumens durch die Fläche im Düsenhals zu

$$L_{char} = \epsilon (L_{ch} - L_{cn}) + \frac{L_{cn}}{3 \bar{a}^2} (L_{cn}^2 + 3 \bar{a}^2) = \epsilon (L_{ch} - L_{cn}) + \frac{\epsilon + 2}{3} L_{cn} . \quad (2.67)$$

Durch Umformen dieser Gleichung ergibt sich das Kontraktionsverhältnis in Abhängigkeit von der Länge des konvergenten Teilstücks, der Länge der Brennkammer und der charakteristischen Brennkammerlänge zu

$$\epsilon = \frac{L_{char} - \frac{2}{3} L_{cn}}{L_{ch} - \frac{2}{3} L_{cn}} . \quad (2.68)$$

## 2.3 Software

Wie in Abschnitt 2.1 gezeigt wurde, werden zur Lösung der vereinfachten Bartz-Gleichung diverse Stoffeigenschaften des Treibgases benötigt. Dies sind die dynamische Viskosität, die spezifische isobare Wärmekapazität, die Prandtl-Zahl und die Temperatur im Totalzustand sowie die Massenstromdichte im engsten Querschnitt. Für die numerische Strömungssimulation wird zusätzlich noch die Zusammensetzung des Treibgases benötigt. Bei den Rechnungen mit Filmkühlung sind auch die Werte des Kühlfilms erforderlich. Diese Stoffeigenschaften werden daher mit dem Programm CEA ermittelt. Das Programm wird in 2.3.1 kurz vorgestellt.

Der analytische Vergleich wird mit Microsoft Excel umgesetzt. Da fast jeder Rechner über Excel oder ein kompatibles Office-Programm verfügt, kann der analytische Vergleich somit auf beinahe jedem Rechner ausgeführt werden. Die Stoffeigenschaften müssen allerdings von Hand aus CEA übernommen werden.

Um einen effizienteren Vergleich und damit auch Parameterstudien zu ermöglichen, wird daher auch in der Entwicklungsumgebung Matlab ein Programm bereit gestellt. Dieses ruft automatisch CEA mit den entsprechenden Eingabewerten auf, liest das Resultat ein und berechnet daraus den Temperaturverlauf in der Brennkammer.

Für die numerische Strömungssimulation wird das Programmpaket ANSYS 14.5 verwendet. Die Geometrie wird mit dem ANSYS DesignModeler erstellt. Das Gitter wird daraus mit ANSYS Meshing erzeugt. Als Löser für die numerische Simulation wird ANSYS CFX benutzt, der in 2.3.2 kurz beleuchtet wird.

### 2.3.1 Chemical Equilibrium with Applications

Das NASA-Programm CEA berechnet die Gas-Zusammensetzung im chemischen Gleichgewicht. Als Ansatz hierfür wird die Minimierung der Gibbs-Energie verwendet [14]. Die thermodynamischen Eigenschaften und die Transporteigenschaften des Gemisches werden anschließend aus den Konzentrationen der einzelnen Spezies berechnet. Die zugrunde liegende Zustandsgleichung ist die Gleichung der idealen Gase.

Das Programm bietet außerdem die Möglichkeit der Berechnung der Zustände in verschiedenen Querschnitten eines idealen Raketentriebwerks. Hierfür wird zunächst der Druck anhand einer analytischen Gleichung abgeschätzt. Anschließend werden die Gaseigenschaften durch iterative Annäherung an den korrekten Wert bestimmt.

Diese Möglichkeit wird für den analytischen Vergleich verwendet. Von dem Programm wird als erster Querschnitt zunächst eine unendlich ausgedehnte Brennkammer angenommen. Dies entspricht dem Totalzustand, dessen Gaseigenschaften somit bekannt sind.

Im Weiteren gibt das Programm die Daten für den engsten Querschnitt aus. Aus diesen lassen sich die kritische Dichte und Schallgeschwindigkeit entnehmen. Das Produkt hiervon ergibt die von der Bartz-Gleichung erforderte Massenstromdichte im Hals.

Für die numerische Strömungssimulation werden nur die Eigenschaften des Gases im Totalzustand benötigt. Da die Anteile der Gasbestandteile von CEA allerdings auf die Teilchenzahl bezogen ausgegeben werden, müssen sie für CFX noch in Massenanteile umgerechnet werden.

### 2.3.2 Ansys

Der Gleichungslöser CFX verwendet für die räumliche Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichungen [2] das Finite Volumen Verfahren [25]. Das bedeutet, dass die Differentialgleichungen in ihrer konservativen Integralform diskretisiert werden.

Für die Berechnung des numerischen Flusses wird das Upwind-Verfahren genutzt. Das Upwind-Verfahren erster Ordnung ist sehr stabil, weist aber eine hohe Diffusion auf. Das Upwind-Verfahren zweiter Ordnung erkauft die geringere numerische Diffusion mit einer reduzierten Stabilität. CFX schaltet daher lokal zwischen den Verfahren erster und zweiter Ordnung um.

Für die zeitliche Diskretisierung stehen sowohl explizite als auch implizite Verfahren zur Verfügung. Sie können der Simulation entsprechend gewählt werden.

Um Ressourcen zu sparen, erfolgt die Lösung des resultierenden Gleichungssystems iterativ. CFX verwendet hierfür das ILU-Verfahren (Incomplete Lower Upper Decomposition), das berücksichtigt, dass die Matrix nur dünn besetzt ist [9].

Da Fehler geringer Wellenlänge schnell gegen null gehen, solche mit großer Wellenlänge aber nicht, wird zusätzlich ein Mehrgitterverfahren eingesetzt. Hierbei wird die Lösung während der Restriktion auf zunehmend gröbere Gitter übertragen und dort gelöst. Anschließend wird die Lösung wieder auf zunehmend feinere Gitter interpoliert und geglättet. Da der Rechenaufwand für gröbere Gitter geringer ist und der Fehler mit relativ großer Wellenlänge auf dem gröberen Gitter schneller verschwindet, konvergiert der Löser deutlich schneller.

Damit die Rechendauer weiter reduziert werden kann, bietet CFX die Möglichkeit, mehrere Prozessoren bzw. Rechner gleichzeitig zu verwenden. Die Software teilt das Problem hierfür automatisch in die erforderliche Anzahl von Bereichen ein. Der Geschwindigkeitszuwachs skaliert annähernd linear mit der Anzahl der verwendeten Prozessoren. Stehen entsprechende Rechenkapazitäten zur Verfügung, lässt sich die Rechendauer daher stark reduzieren. Dies ist bei der gegebenen Problemstellung wegen der erheblichen Rechenzeiten von Vorteil.

Besonders wichtig für die vorliegende Untersuchung ist außerdem die Genauigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten. Dieser ergibt sich aus den Zuständen in und dem Verlauf von der Grenzschicht. Da eine Large-Eddy-Simulation oder gar eine direkte numerische Simulation [1] wegen der benötigten Gitterauflösung und der transienten Berechnung auf Grund des inhärenten Rechenaufwands für die gegebenen Testfälle nicht umsetzbar sind, ist ein möglichst genaues Modell für die Grenzschicht sehr wichtig.

Hier bietet CFX alle üblichen Turbulenzmodelle. Dies sind neben Eingleichungsmodellen wie dem von Spalart und Allmaras auch Zweigleichungsmodelle wie das  $k$ - $\epsilon$ -Modell, das  $k$ - $\omega$ -Modell und SST-Modell (Shear Stress Transport) [23].

Das  $k$ - $\omega$ -Modell weist in der Wandnähe, insbesondere in der laminaren Unterschicht, eine sehr gute Genauigkeit auf. Es ist allerdings im äußeren Bereich der Grenzschicht sehr empfindlich für die Turbulenz-Eigenschaften der ungestörten Strömung.

Das  $k$ - $\epsilon$ -Modell hingegen weist in den äußeren Bereichen der Grenzschicht eine hervorragende, in der Nähe der Wand aber eine deutlich schlechtere Genauigkeit auf.

Das SST-Modell vereint die Vorteile von  $k$ - $\epsilon$ - und  $k$ - $\omega$ -Modell, indem es mittels einer Blend-Funktion vom direkt an der Wand verwendeten  $k$ - $\omega$ -Modell zur freien Strömung hin zum  $k$ - $\epsilon$ -Modell übergeht. Für den Vergleich der Brennkammerkonturen wurde daher das SST-Modell gewählt.

Um die Grenzschicht korrekt auflösen zu können, ist insbesondere für die laminare Unterschicht eine sehr geringe Zellhöhe erforderlich. Damit die Gesamtzahl der Gitterelemente dabei nicht übermäßig groß wird, bietet ANSYS Meshing hierfür die Möglichkeit, auf den Wänden Prismenschichten aufzu-

bringen. Auf Grund des Strömungscharakters der Grenzschicht sind diese Elemente trotz ihres sehr hohen Aspekt-Verhältnisses geeignet.

Die korrekte Höhe der ausschlaggebenden untersten Prismenschicht zeigt sich am dimensionslosen Wandabstand  $y^+$ . Dieser sollte beim SST-Modell bei eins oder darunter liegen. Genauere Aussagen über die Auflösung der Grenzschicht sind mit Hilfe des Viskositätsverhältnisses möglich. Es handelt sich dabei um das Verhältnis der Wirbelviskosität zur dynamischen Viskosität. Dieses ist in der freien Strömung und in der laminaren Unterschicht sehr klein. Im turbulenten Kern der Grenzschicht wird das Verhältnis jedoch relativ groß. Durch eine Darstellung dieses Verhältnisses lässt sich daher bestimmen, wie gut die laminare Unterschicht und die turbulente Kernschicht aufgelöst werden.

Zu beachten ist, dass es eine laminare Unterschicht nur bei hinreichend glatten Wänden gibt. Ist die Rauigkeit zu groß, kann sich keine laminare Unterschicht ausbilden.

Für die Ermittlung der Gaseigenschaften bietet die Software verschiedene Möglichkeiten. So wird im einfachsten Fall ein ideales Gas mit konstanter spezifischer Wärmekapazität und konstanten Transporteigenschaften betrachtet [34, S. 55f].

Um möglichst realitätsnahe Ergebnisse zu erzielen, wird außerdem ein angepasstes Gas verwendet. Hierbei wird ein ideales Gas mit variablen Stoffeigenschaften angenommen. Die Wärmekapazität der einzelnen Spezies wird über ein Polynom bestimmt. Die des Gemisches setzt sich durch eine den Massenverhältnissen entsprechend gewichtete Addition der Werte der einzelnen Spezies zusammen.

Für die dynamische Viskosität wird der Ansatz von Bartz gemäß Gleichung (2.10) verwendet. Die Wärmeleitfähigkeit wird mit Hilfe der modifizierten Eucken-Beziehung gemäß [29, S. 10.3] aus der Viskosität und der spezifischen Gaskonstante und isochoren Wärmekapazität bestimmt.

Während das Modell der Wärmekapazität bereits in ANSYS implementiert ist, werden die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit in der ANSYS-eigenen Sprache CEL (CFX Expression Language) umgesetzt.

## 2.4 Vergleichsfälle

Als Vergleichsfall dienen der EAM, der aktuell von EADS Astrium entwickelt wird, und das ebenfalls in der Entwicklung befindliche Oberstufentriebwerk Vinci. Diese sehr unterschiedlichen Triebwerke wurden gewählt, da sie verschiedene Ziele bei der Optimierung des Wandwärmestroms aufweisen und jeweils entsprechende Vorteile der hyperboloiden Brennkammerkontur erwarten lassen. Des Weiteren besteht die Aussicht auf Messwerte aus Tests am realen Objekt, mit denen die Berechnungen gegebenenfalls verglichen werden können.

Ein Nachteil der gewählten Triebwerke ist, dass nicht genügend offizielle Angaben zur Geometrie existieren. Sie müssen daher teilweise berechnet oder durch vernünftige Annahmen ergänzt werden.

Das EAM wird nach dem analytischen Vergleich zunächst für die Betrachtung des Einflusses verschiedener Parameter auf den Wandwärmestrom und die Wandtemperatur bei den jeweiligen Brennkammergeometrien verwendet. Nach einer kurzen Untersuchung der Gitterauflösung und des Ausgangsdrucks wird dazu vom idealen Triebwerk ausgehend jeweils eine zusätzliche Randbedingung implementiert und ihre Auswirkung aufgezeigt. Bei diesen Randbedingungen handelt es sich um das Gasmodell, die Wandrauheit, den Halskrümmungsradius der klassischen Kontur, die Anwesenheit eines Kühlfilms und die Auswirkung der Brennkammerwand. Hierdurch kann dargestellt werden, wie sich das Verhalten durch die unterschiedliche Wahl der Parameter ändert und worauf bei der späteren Bewertung der Geometrien geachtet werden muss.

Anschließend wird ein realitätsnaher Testfall konstruiert, der die vorab untersuchten Randbedingungen beinhaltet. Für die Wahl der Parameter werden entsprechende Werte geschätzt.

Auch der Vergleichsfall des Vinci-Triebwerks wird zunächst analytisch untersucht. Der sich anschließende numerische Vergleich beschränkt sich nach dem Nachweis einer ausreichenden Gitterqualität auf die Untersuchung des Einflusses der Wandrauheit.

Neben der hyperboloiden Kontur wird beim Vinci-Testfall auch die hyperboloide Kontur mit Innenkörper für den Vergleich heran gezogen. Unterschiedliche Geometrien des Innenkörpers konnten wegen des begrenzten Rahmens dieser Arbeit nicht untersucht werden.

Alle im Folgenden Triebwerksparameter und Geometriedaten sind in Anhang A zusammengefasst.

### 2.4.1 European Apogee Motor

Beim EAM handelt es sich um einen Apogäumsmotor. Er wird also im erdfernsten Punkt des Transferorbits gezündet und schießt den Satelliten in die endgültige Umlaufbahn. Dementsprechend operiert das Triebwerk in fast vollständigem Vakuum. Außerdem muss besonderer Wert auf die Zuverlässigkeit gelegt werden, da ein Nichtzünden des Triebwerks in der Regel zum Scheitern der Mission des Satelliten führt. Das EAM nutzt daher ein hypergoles Treibstoffgemisch. Als Brennstoff ist MMH (Monomethylhydrazin) vorgesehen. Als Oxidator dient NTO (Distickstofftetroxid), MON-1 oder MON-3 (gemischte Stickoxide).

Wegen der hohen Bedeutung der Zuverlässigkeit wurde die Komplexität des Triebwerks so weit wie möglich reduziert. Der Treibstoff wird deshalb mittels entsprechendem Druck im Treibstofftank gefördert, wodurch auf Pumpen verzichtet werden kann. Die Kühlung der Wand wird durch einen im Injektor eingeblasenen Brennstofffilm und die Abstrahlung des Wandwärmestroms in den umgebenden Raum erreicht. Die Wand wird daher sehr heiß. Bei vergleichbaren Triebwerken sind deshalb bisher teure Metallegierungen nötig. Die aktuelle Entwicklung zielt darauf, diese durch faserverstärk-

te Keramiken zu ersetzen.

Der Umstieg auf die hyperboloide Form mit dem resultierenden größeren Krümmungsradius im Hals lässt auf eine geringere Halstemperatur hoffen. Da die im Hals auftretende maximale Wandtemperatur für das Material beschränkend ist, stellt dies die Anwendbarkeit besagter Keramiken in Aussicht.

Das EAM soll einen Schub von 500 N erzeugen. Das Oxidator-Brennstoff-Verhältnis beträgt  $O/F = 1,65$ . Der Brennkammernenddruck beträgt 10 bar. Es wird erwartet, dass ein spezifischer Impuls von mindestens 3187 m/s erreicht wird. Daraus resultiert ein nomineller Massenstrom von 156,9 g/s.

Um den Halsdurchmesser ermitteln zu können, wird der Brennkammernenddruck als Totaldruck angenommen. Er entspricht damit dem Druck in der unendlich ausgedehnten Brennkammer und dient als Eingangswert für CEA. Auf Grund der geringen Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer stellt dies eine gute Näherung dar. CEA ermittelt im Hals eine Schallgeschwindigkeit von 1158,7 m/s und eine Dichte von 495,5 g/m<sup>3</sup>. Daraus resultiert eine Halsquerschnittsfläche von 273 mm<sup>2</sup> bzw. ein Halsradius von 9,33 mm. Um der Verdrängungswirkung der Grenzschicht Rechnung zu tragen, wird von einem Wert von  $r = 9,5$  mm ausgegangen.

Da bisher keine offiziellen Daten zu Kontur veröffentlicht wurden, wird für die Untersuchung ein Kontraktionsverhältnis von 4 und für die Gesamtlänge der Brennkammer bis zum Hals eine Länge von 150 mm angenommen. Über die Ausführung des konvergenten Teils der Brennkammer ist ebenfalls nichts bekannt. Die Länge wird daher auf 30 mm festgelegt. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass der in Abschnitt 2.2.1 behandelte Fall der maximalen Verrundungsradien gewählt wurde. Gleichung (2.42) liefert damit eine charakteristische Länge der Brennkammer von etwa 550 mm. Durch numerische Integration ergibt sich der genauere Wert von 551,6 mm. Die Abweichung ist vernachlässigbar.

Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wird die selbe Länge für die hyperboloide Brennkammer angesetzt. Da auch die charakteristische Länge gleich ist, folgt ein Kontraktionsverhältnis von 9.

Die resultierenden Krümmungsradien im Hals unterscheiden sich erheblich voneinander. Für die klassische Kontur ergibt sich ein Radius von 26,1 mm. Der Krümmungsradius des Hyperboloids beträgt im Hals 296 mm und liegt somit um mehr als eine Größenordnung darüber.

Für den Vergleich des Gesamtwärmestroms wird der Wärmestrom sowohl vom Injektor aus als auch vom Querschnitt, in dem die Brennkammer um ein Viertel ihrer charakteristischen Länge reduziert wurde, bis zum Hals aufintegriert. Dieser Querschnitt befindet sich bei der klassischen Kontur 115,6 mm vor dem Hals. Beim Hyperboloid beträgt der Halsabstand 133,1 mm.

Für die Kühlung der Wand wird im Injektor bereits ein Brennstofffilm eingeblasen. Es wird angenommen, dass hierfür ein Viertel des Brennstoffmassenstroms aufgewendet wird. Dies wird nur beim numerischen Vergleich berücksichtigt.

## 2.4.2 Vinci

Bei Vinci handelt es sich um ein Oberstufentriebwerk. Da der spezifische Impuls dieses Triebwerks einen großen Einfluss auf die maximale Nutzlast des Gesamtsystems hat, wird neben der hochenergetischen Treibstoffkombination LH2/LOX (flüssiger Wasserstoff und flüssiger Sauerstoff) auf den besonders effizienten Expander-Cycle gesetzt. Das bedeutet, dass der zur Kühlung der Brennkammerwand verwendete Treibstoff vor dem Eintritt in die Brennkammer die Turbinen der Treibstoffförderpumpen antreibt. Daraus resultiert die Notwendigkeit eines ausreichenden Wärmestroms. Dies steht im Kontrast zum sonst üblichen Wunsch, den Wärmestrom in die Wand möglichst gering zu halten. Bei der bisher verwendeten klassischen Kontur ergibt sich deshalb eine verhältnismäßig lange Brenn-

kammer. Neben dem resultierenden höheren Gewicht der Brennkammer, macht dies auch einen längeren Adapter zwischen den einzelnen Stufen der Rakete notwendig. Dieser fällt daher ebenfalls schwerer aus. Die lange Brennkammer wirkt sich daher negativ auf die Nutzlast des Systems aus. Eine eventuell mögliche Reduktion der Brennkammerlänge bei gleichem Wandwärmestrom unter Verwendung des Hyperboloid-Ansatzes ist daher das Ziel der Untersuchung.

Für das Erreichen des gleichen oder eines höheren Wandwärmestroms bei reduzierter Brennkammerlänge wird neben der beim EAM untersuchten hyperboloiden Kontur auch diejenige mit Innenkörper untersucht. Die innere Oberfläche der Brennkammer und mit ihr der Wärmestrom durch die Brennkammerwand, werden durch diesen Einsatz vergrößert. Diese geometrische Anpassung ist beim Hyperboloid auf Grund der Form relativ einfach möglich. Die Komplexität des Antriebs steigt dadurch allerdings. Dies zu bewerten übersteigt den Umfang dieser Arbeit, weshalb nur die Strömungsseite des Problems betrachtet wird.

Für das Triebwerk wird ein Schub von 180 kN bei einem Massenstrom von 39,5 kg/s angegeben. Daraus resultiert ein spezifischer Impuls von 4557 m/s. Das Oxidator-Brennstoff-Verhältnis liegt bei  $O/F = 5,8$  und der Nenndruck der Brennkammer bei 60,8 bar. Aus einem veröffentlichten Bild eines CAD-Modells von Vinci [17] geht ein Verhältnis des Brennkammerdurchmessers zum Halsdurchmesser von etwa 11:7 hervor. Damit ergibt sich ein Kontraktionsverhältnis von  $\epsilon_K = 2,47$ . Es wird angenommen, dass flüssiger Sauerstoff mit einer Temperatur von 90,17 K und gasförmiger Wasserstoff mit einer Temperatur von 225 K injiziert werden. Damit liefert CEA einen Totaldruck von 63 bar und eine Totaltemperatur von 3500,5 K. Die Massenstromdichte im Hals ergibt sich aus der dortigen Schallgeschwindigkeit von 1542,4 m/s und der Dichte von 1,7407 kg/m<sup>3</sup> zu 2684,5 kg/(m<sup>2</sup>s). Aus diesem Wert und dem bekannten Massenstrom folgt ein Halsradius von 68,45 mm. Wie zuvor beim EAM wird dieser auch hier wegen der Verdrängungswirkung der Grenzschicht angepasst, in diesem Fall auf 70 mm. Damit beträgt der Durchmesser der Brennkammer 110 mm. Für die Länge der Brennkammer wird ein Wert von 630 mm bestimmt. Die Länge des konvergenten Düsentails wird auf 140 mm geschätzt. Der Verrundungsradius zwischen zylindrischer Brennkammer und Konus wird auf 150 mm festgelegt, der Krümmungsradius im Hals auf 80 mm. Gleichung (2.42) liefert damit eine charakteristische Länge von 1445 mm. Der durch numerische Integration bestimmte Wert beträgt 1456 mm. Da die Abweichung in diesem Fall etwas größer ausfällt, wird der genauere Wert der numerischen Integration für die Bestimmung der hyperboloiden Konturen verwendet. Damit ergibt sich für das reine Hyperboloid ein Flächenverhältnis vom Injektor zum Hals von  $\epsilon_H = 4,93$ . Beim Hyperboloid mit Innenkörper wird eine Länge des konvergenten Teils von der Hälfte der Brennkammerlänge angenommen. Er ist daher 315 mm lang. Daraus resultiert ein Kontraktionsverhältnis von  $\epsilon_I = 2,97$ .

Um die hohen flächenspezifischen Wärmeströme handhaben zu können, ist ein Wandmaterial mit sehr hoher thermischer Leitfähigkeit notwendig. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass für die Wand eine Kupfer-Legierung gewählt wurde. Damit beschränkt sich die maximale Wandtemperatur prinzipiell auf etwa 700 Kelvin. Die Anzahl der pro Triebwerkszyklus auftretenden Risse in der Wand steigt überproportional mit der Wandtemperatur. Diese führen aber zu einem vorzeitigen Austritt von Treibstoff, der beim Expander-Cycle nur in geringem Maße toleriert werden kann. Es wird daher angenommen, dass bei der Auslegung eine Wandtemperatur von nur 650 Kelvin gewählt wurde.

Bei der Bestimmung des Wärmestroms wird auch bei Vinci das erste Viertel des Brennkammer Volumens weggelassen. Der Querschnitt, ab dem der Wärmeeintrag aufintegriert wird, liegt bei der klassischen Kontur somit 482,6 mm vorm Hals. Beim Hyperboloid mit dem deutlich größeren Kontraktionsverhältnis ist der Querschnitt mit einem Halsabstand von 548,1 mm deutlich näher am Injektor. Bei der hyperboloiden Kontur mit Innenkörper beträgt der Halsabstand 507,4 mm.



### 3 Analytische Ergebnisse

Die Vorgänge bei der Verbrennung sind sehr komplex und rechenintensiv [12]. Außerdem erfordern sie eine genaue Kenntnis des Injektors, welcher das Verbrennungsbild maßgeblich bestimmt. Damit der Vergleich allgemein und vom Injektor unabhängig gehalten werden kann, wird dieser aus der Betrachtung ausgeklammert. Sowohl für den analytischen als auch den numerischen Vergleich muss die Verbrennung daher vernachlässigt werden. Es wird folglich bereits zu Beginn der Brennkammer eine voll ausgebildete Heißgasströmung angenommen. Das bedeutet, dass sich das Treibgas bei der Injektion in die Brennkammer bereits im chemischen Gleichgewicht befindet und gleichmäßig injiziert wird.

Da der Treibstoff in der Realität unverbrannt und kalt in die Brennkammer eintritt und mit einer endlichen Geschwindigkeit verbrennt, ergibt sich daraus eine falsche Einschätzung des Wärmestroms zu Beginn der Brennkammer. Die Auswirkung auf die Betrachtung des Temperaturverlaufs ist insbesondere im relevanten weit stromab gelegenen Hals minimal. Für die Betrachtung des Gesamtwärmestroms kann dies jedoch relevant sein. Insbesondere beim Ansatz des Hyperboloids mit Innenkörper, der in diesem Bereich die größte Oberfläche hat und einen Großteil des Wärmestroms aufnimmt, ergibt sich dadurch ein signifikanter Unterschied. Um die endliche Verbrennungsgeschwindigkeit zu berücksichtigen, wird daher neben dem Wärmestrom vom Injektor bis zum Hals auch der Wärmestrom der um ein Viertel ihrer charakteristischen Länge gekürzten Kontur betrachtet. Dies erlaubt eine Einschätzung der Auswirkung der Verbrennungsgeschwindigkeit auf den Vergleich der Wärmeströme.

Eine weitere Differenzierung wird wegen des in Abschnitt 2.1 besprochen Korrekturterms zur Berücksichtigung des Halskrümmungsradius notwendig. Wird dieser Wert auf minimal eins beschränkt, so ergeben sich andere Temperaturverteilungen und Wärmeströme. Sowohl die Betrachtung der Temperaturverteilung als auch des Wärmestroms wird daher mit unbeschränktem und beschränktem Korrekturterm ausgeführt.

Die nötigen Gaseigenschaften ergeben sich ausschließlich aus der Temperatur und dem Mischungsverhältnis von Brennstoff und Oxidator, sowie dem Totaldruck in der Brennkammer.

Die spezifische Wärmekapazität und die Prandtl-Zahl hängen stark davon ab, ob eine Strömung mit gleitendem oder mit eingefrorenem chemischen Gleichgewicht vorliegt. Die Parameter haben allerdings hauptsächlich quantitative Auswirkungen, die bei beiden Konturen gleich sind. Beim EAM kommt hinzu, dass die Wärmestromdichte auf Grund der Vernachlässigung des Kühlfilms weit höher als am realen Triebwerk ausfällt. Es wird daher die Methode von Herbertz [16] verwendet. Diese nimmt eine teilweise eingefrorene Strömung an. Sie setzt die verwendeten Stoffwerte zu 67 % aus denen der gefrorenen Strömung und zu 33 % aus denen der Gleichgewichtsströmung zusammen und berechnet hiermit die Thermallasten der Brennkammerwand.

Die gewählten Werte der Stoffeigenschaften der Gase finden sich im Anhang B.

### 3.1 European Apogee Motor

Für die Kühlung der Brennkammerwand des EAM wird im Injektor in Wandnähe ein Brennstofffilm eingeblasen. Dieser legt sich stromabwärts schützend über die Wand. Die Kühlwirkung dieses verhältnismäßig kalten Brennstofffilms hängt neben der Temperatur des Films auch vom Wärmeeintrag in den Film und der Durchmischung mit dem Heißgas ab. Die Bartz-Gleichung ist nicht geeignet, diese Vorgänge zu beschreiben. Für den analytischen Vergleich wird der Kühlfilm daher vernachlässigt.

Abbildung 3.1 stellt die Wärmeübergangskoeffizienten, Temperaturen und Wärmeströme für das gleitende, das gefrorene und das dazwischen liegende Gleichgewicht für beide Brennkammerkonturen grafisch dar. Der Korrekturterm ist in diesem Fall unbeschränkt, wodurch die Kurven des Hyperboloids weit unter denen der klassischen Kontur liegen. Wie erwartet zeigt sich, dass die Wahl der Gaseigenschaften bei der vereinfachten Bartz-Gleichung bei beiden Konturen etwa gleiche quantitative Auswirkungen hat. Für den Vergleich der Konturen ist die Wahl der Gaseigenschaften daher von untergeordneter Bedeutung.

In Abbildung 3.2 ist die Wandtemperatur der beiden Konturen für das teilweise gefrorene chemische Gleichgewicht aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Bartz-Gleichung auf Grund des beim Hyperboloid größeren Halskrümmungsradius die thermische Belastung bei dieser Kontur bei unbeschränktem Korrekturfaktor niedriger einschätzt. Für die klassische Kontur ergibt sich eine Maximaltemperatur im Hals von 2368,5 K. Beim Hyperboloid beträgt diese mit 2294,5 K deutliche 74 Kelvin weniger.

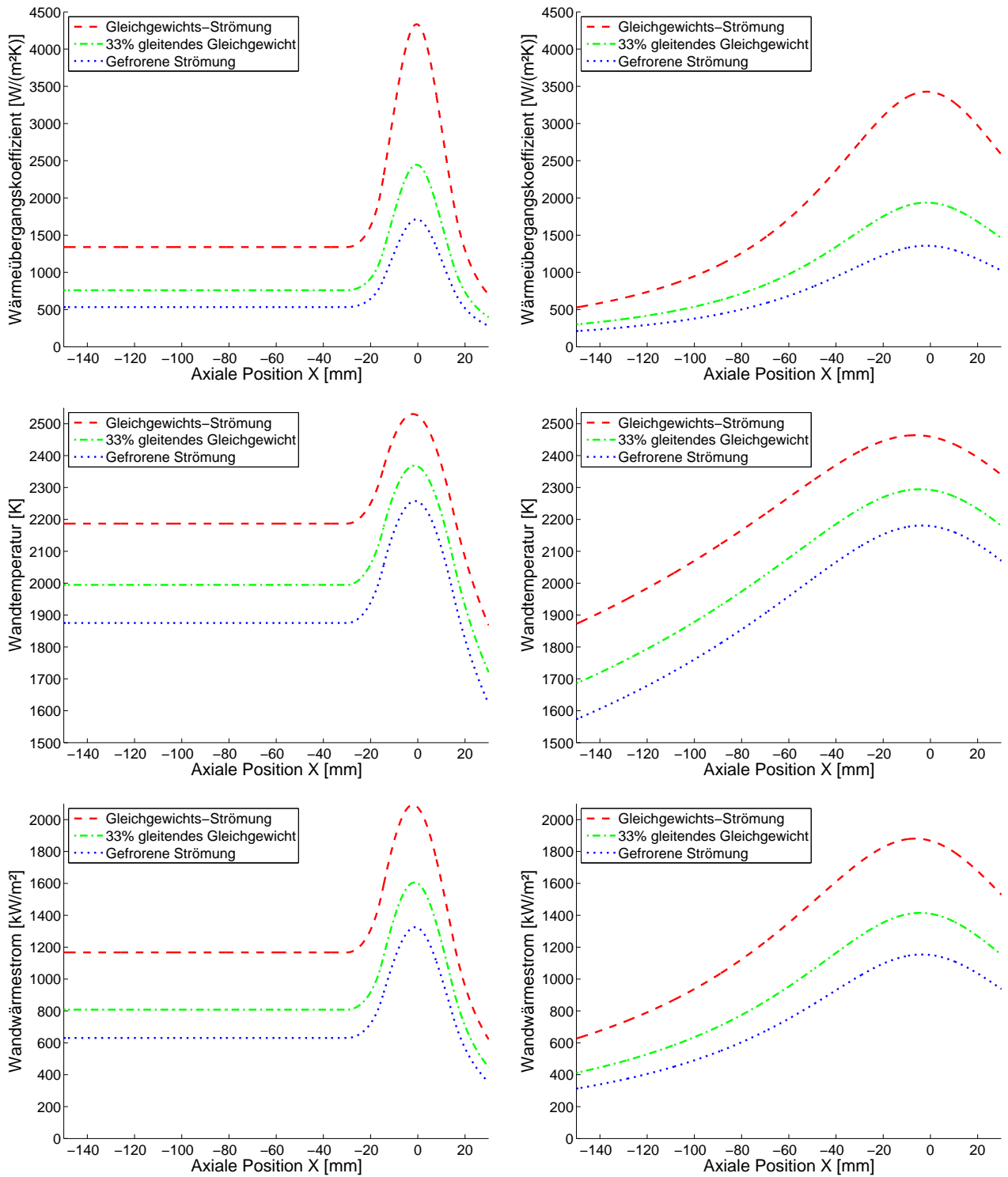
Da die Entwicklung der Grenzschicht nicht berücksichtigt wird und die gleichen Strömungsverhältnisse im Hals vorliegen, stellen sich Unterschiede in der Maximaltemperatur bei der Bartz-Gleichung ausschließlich wegen des den Halskrümmungsradius berücksichtigenden Korrekturterms ein. Eine Beschränkung dieses Faktors auf minimal eins ergibt daher für beide Konturen den gleichen Faktor. Die maximale Wandtemperatur beträgt in diesem Fall bei beiden Konturen 2378,0 K.

Obleich beim EAM die Wandtemperatur im Hals das entscheidende Kriterium darstellt, ist auch der gesamte Wandwärmestrom von Bedeutung. Der Verlust von thermischer Energie in der Grenzschicht reduziert geringfügig den spezifischen Impuls. Eine Verminderung des Effekts ist daher wünschenswert.

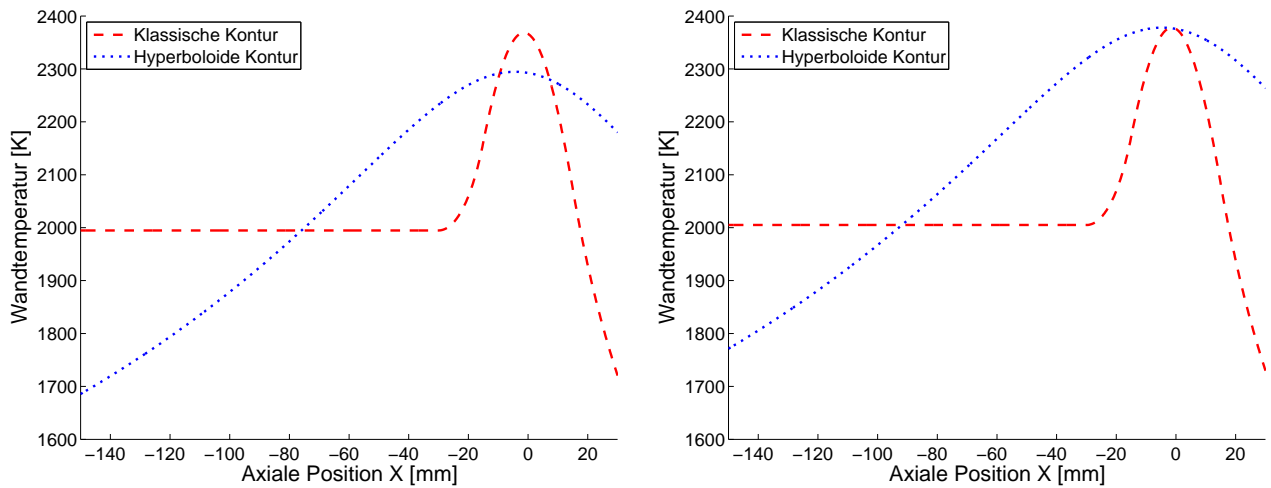
Wird der Korrekturfaktor nicht beschränkt, so ergibt sich bei der klassischen Kontur ein Gesamtwärmestrom vom Injektor bis zum Hals in Höhe von 14,5 kW. Der Wärmestrom der hyperboloiden Kontur fällt in diesem Fall mit 12,4 kW deutlich geringer aus. Wird der Wärmestrom zur Berücksichtigung der endlichen Verbrennungsgeschwindigkeit allerdings erst ab einem Viertel der charakteristischen Brennkammerlänge integriert, so schwindet der Vorteil des Hyperboloids. Der Wärmestrom reduziert sich bei der klassischen Kontur dann erheblich auf 11,2 kW. Beim Hyperboloid fällt der Unterschied kleiner auf. Der Wärmestrom gleicht sich mit 11,1 kW daher beinahe an den der klassischen Kontur an.

Bei beschränktem Korrekturfaktor fallen die Ergebnisse anders aus. Der bisher beim Hyperboloid kleinere Wärmestrom unterscheidet sich bei der Integration vom Injektor bis zum Hals mit 14,7 kW kaum noch von den 14,8 kW der klassischen Kontur. Bei Berücksichtigung der Verbrennung fällt er mit 13,2 kW gegenüber den 11,4 kW der klassischen Kontur sogar deutlich höher aus.

Eine eindeutige Aussage bezüglich des Gesamtwärmestroms lässt sich anhand der analytischen Betrachtung daher nicht treffen.



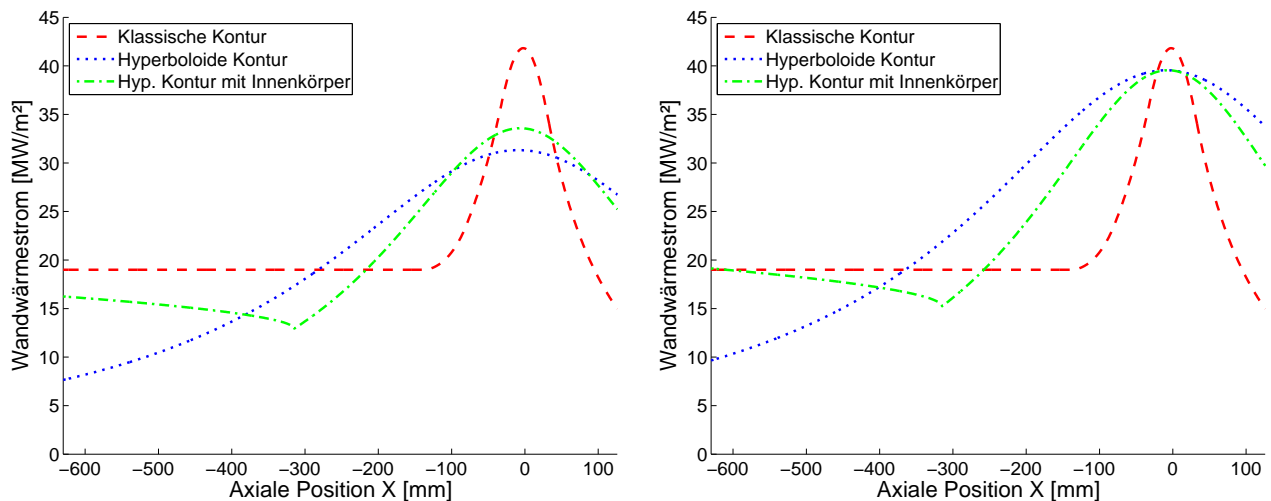
**Abbildung 3.1:** Über die vereinfachte Bartz-Gleichung bestimmte Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten (oben), der Wandtemperatur (Mitte) und des Wandwärmestroms (unten) für die klassische Kontur (links) und das Hyperboloid (rechts).



**Abbildung 3.2:** Vergleich der Wandtemperatur für die klassische und hyperboloide Kontur bei unbeschränktem (links) und zu großen Radien hin beschränktem (rechts) Korrekturfaktor zur Berücksichtigung des Halskrümmungsradius.

## 3.2 Vinci

Bei Vinci ist nicht die Reduktion der thermischen Belastung des Brennkammerhalses das Ziel. Stattdessen ist auf Grund des gewählten Triebwerkszyklus ein ausreichend hoher Wärmeeintrag in die Brennkammerwand notwendig. Wie in Abschnitt 2.4.2 dargelegt wurde, ist eine bei diesem Wärmestrom möglichst kurze Brennkammer anzustreben. Betrachtet wird daher neben dem reinen Hyperboloid auch das Hyperboloid mit einem die Wärmeübertragung verbessernden Innenkörper. Damit sich der Wärmestrom direkt vergleichen lässt, wird ein bei allen Konturen gleicher Betriebsfall gewählt. Abbildung 3.3 zeigt den Wandwärmestrom.



**Abbildung 3.3:** Vergleich der Wandwärmeströme bei den verschiedenen Konturen mit unbegrenztem (links) und begrenztem (rechts) Korrekturterm für den Krümmungsradius im Hals.

Kontur	Wärmestrom ohne Beschränkung des Korrekturfaktors		Wärmestrom mit Beschränkung des Korrekturfaktors	
	ohne Verbrennung	mit Verbrennung	ohne Verbrennung	mit Verbrennung
Klassisch	8,584 MW	6,649 MW	8,584 MW	6,649 MW
Hyperboloid	6,798 MW	6,159 MW	8,583 MW	7,778 MW
Hyp. + Eins.	12,139 MW	7,999 MW	14,297 MW	9,422 MW
nur Hyperb.	8,923 MW	6,589 MW	10,509 MW	7,761 MW
nur Einsatz	3,216 MW	1,410 MW	3,788 MW	1,661 MW

**Tabelle 3.1:** Wärmeströme mit und ohne Berücksichtigung der Verbrennung mit unbeschränktem und beschränktem Korrekturfaktor für die verschiedenen Konturen des Vinci-Testfalls.

Zunächst wird der Wärmestrom mit dem von Bartz vorgeschlagenen Korrekturfaktor untersucht. In diesem Fall zeigt sich wie zuvor beim EAM bei den hyperboloiden Konturen auf Grund des kleineren Korrekturfaktors ein insgesamt niedrigerer spezifischer Wandwärmestrom.

Der Wärmestrom beträgt bei der klassischen Kontur 8,584 MW. Der Wert des Hyperboloids liegt mit 6,798 MW um 20,8 % darunter. Bei der Brennkammer mit Innenkörper fällt allein an der äußeren Wand ein Wärmestrom von 8,923 MW an. Der Innenkörper steuert weitere 3,216 MW bei, womit sich eine Summe von 12,139 MW ergibt. Dieser Wert liegt um 41,4 % über dem der klassischen Kontur.

Für die Berücksichtigung der endlichen Verbrennungsgeschwindigkeit wird erneut davon ausgegangen, dass der Wärmeeintrag in die Wand erst nach einem Viertel der charakteristischen Brennkammerlänge beginnt. Der Wärmestrom der klassisch geformten Brennkammer sinkt um 22,5 % auf 6,649 MW. Da das erste Teilstück bei der rein hyperboloiden Form auf Grund des beim Injektor besonders großen Querschnitts deutlich kürzer ausfällt, ist auch der Unterschied im Wärmestrom kleiner. Er sinkt bei dieser Kontur daher nur um 9,4 % auf 6,159 MW ab. Der Unterschied zur klassischen Form liegt so nur noch bei 7,4 % . Das Hyperboloid mit Einsatz weist in Injektornähe eine besonders große Oberfläche auf. Außerdem ist der Wärmeeintrag in diesem Bereich durch den kleineren hydraulischen Durchmesser hoch. Der Unterschied im Gesamtwärmestrom fällt bei dieser Kontur daher entsprechend groß aus. Der Wärmestrom ist mit 7,999 MW deutliche 34,1 % kleiner als zuvor, aber noch 20,3 % größer als bei der klassischen Kontur. Die Außenwand beteiligt sich daran mit 6,589 MW, der Innenkörper steuert die restlichen 1,410 MW bei.

Im Weiteren wird der Korrekturterm für den Krümmungsradius durch die Annahme, dass der Wärmestrom auch bei hohen Krümmungsradien den eines geraden Rohres nicht unterschreiten darf, beschränkt. Für den Term heißt das, dass er nicht unter eins fallen darf. Da der Korrekturterm bei der klassischen Kontur größer als eins ist, ändert er sich im Folgenden nicht. Der Wärmestrom der klassischen Kontur bleibt daher gleich.

Für den Gesamtwärmestrom vom Injektor bis zum Hals ergeben sich in diesem Fall beim Hyperboloid 8,583 MW. Dies entspricht dem Wert der klassischen Kontur. Die Kammer mit Einsatz weist einen Wärmestrom in Höhe von 14,297 MW auf. Der Unterschied zur klassischen Kontur beträgt 66,6 %. Dabei kommen 10,509 MW von der äußeren Wand und 3,788 MW vom Einsatz.

Unter Berücksichtigung der Verbrennung ist der Wärmestrom des Hyperboloids mit 7,778 MW um 17,0 % größer als bei der klassischen Brennkammer mit 6,649 MW. Die Kontur mit Einsatz erreicht mit 9,422 MW noch einen um 41,7 % größeren Wärmestrom als die klassische Kontur. Über die Außenwand nimmt sie dabei 7,761 MW auf, über den Innenkörper 1,661 MW.

Tabelle 3.1 fasst die Werte der Wärmeströme zusammen.

## 4 Numerische Ergebnisse

Beim numerischen Vergleich wird die Auswirkung der Variation verschiedener Parameter auf die Lösung bei den jeweiligen Konturen untersucht. Beim Fall des EAM sind dies die Wandrauheit, die Dicke und Leitfähigkeit der Wand, der Turbulenzgrad mit dem das Gas einströmt und der Einfluss des Kühlfilms. Bei Vinci wird nur die Rauheit der Wand variiert. Anschließend wird jeweils ein aussagekräftiger, realitätsnaher Testfall simuliert anhand dessen der Vergleich der Konturen vorgenommen wird. Bevor mit der Bewertung der Auswirkungen der Variation der verschiedenen Parameter begonnen werden kann, muss jedoch zunächst gewährleistet sein, dass das Gitter eine ausreichende Qualität besitzt, die Grenzschicht dem Grenzschichtmodell entsprechend aufgelöst wird und dass das gewählte Gasmodell akzeptabel ist. Des Weiteren ist die Sensibilität des Testfalls für die Randbedingungen von Interesse. Es muss daher gezeigt werden, dass die Lösung von der Wahl des Drucks im Ausströmquerschnitt hinreichend unabhängig ist.

Damit der Vergleich der Wandtemperaturen bei den unterschiedlichen Konturen aussagekräftig ist, müssen ähnliche Strömungsbedingungen vorliegen. Neben dem Gesamtmassenstrom müssen daher auch die (Total-)Zustände im Ein- und Auslass außerhalb der Grenzschicht identisch sein. Für die Injektorebene werden daher keine statischen Größen, sondern der Totaldruck und die Totaltemperatur vorgegeben. Der Massenstrom stellt sich somit dem Halsdurchmesser entsprechend ein.

Ein Auslass direkt im Hals beeinträchtigt die Strömung erheblich. Die Düse soll aber nicht komplett mit simuliert werden, da sie nicht Teil der Aufgabenstellung ist. Außerdem ist ihre Geometrie unbekannt. Es wird daher nur ein kleines Stück der Düse mitmodelliert. Es wird davon ausgegangen, dass bei der klassischen Kontur in der Nähe des Halses der divergente Teil der Düse dem konvergenten Teil entspricht. Das Düsenstück ergibt sich daher als Kreissegment. Für das Hyperboloid wurde die gleiche Kontur für den Düsenansatz verwendet. Dies garantiert gleiche Ausströmbedingungen.

Da eine Verbrennung in einer Brennkammer ein hochgradig instationärer Vorgang ist [12], wird ein Turbulenzgrad [21] beim Eintritt in die Brennkammer von 10 % angenommen. Zusätzlich wird die Auswirkung des Turbulenzgrades beim EAM untersucht.

Wichtig ist auch das wandparallele Ein- und Ausströmen. Ist dies nicht möglich, kommt es beim Eintritt in die Brennkammer und beim Verlassen der Düse zu teilweise unphysikalischem Verhalten. Beim Hyperboloid bestehen daher der Ein- und Auslass, bei der klassischen Kontur der Auslass, aus Kreissegmenten. Diese sind sowohl zur Brennkammerwand, als auch zur Symmetrieachse der Brennkammer orthogonal.

Wie in Abschnitt 2.3.2 bereits erwähnt wurde, werden alle Testfälle mit zwei Gasmodellen berechnet. Das im Folgenden als das einfache Gasmodell bezeichnete Modell nutzt die Gleichung der idealen Gase mit konstanten Parametern. Diese werden dem Zustand in der Brennkammer gemäß CEA entnommen. Das Modell stellt sicher, dass die Ergebnisse leicht nachgerechnet werden können.

Das komplexere Gasmodell weist demgegenüber eine variable Wärmekapazität, Viskosität und Leitfähigkeit auf. Für die Wärmekapazität wird der in CFX enthaltene Polynomansatz verwendet, für die Leitfähigkeit die Eucken-Beziehung und für die Viskosität der Ansatz von Bartz.

Alle verwendeten Gaseigenschaften und die Zusammensetzung der Gase finden sich in Anhang B.

## 4.1 European Apogee Motor

Beim EAM wird ausführlich auf die Untersuchung der Gitterqualität, der Gaseigenschaften und der Randbedingungen eingegangen, bevor mit dem Vergleich begonnen wird. Die erhaltenen Erkenntnisse lassen sich weitestgehend auf den Vinci-Testfall übertragen, weshalb bei diesem nur auf die Gitterqualität kurz eingegangen wird.

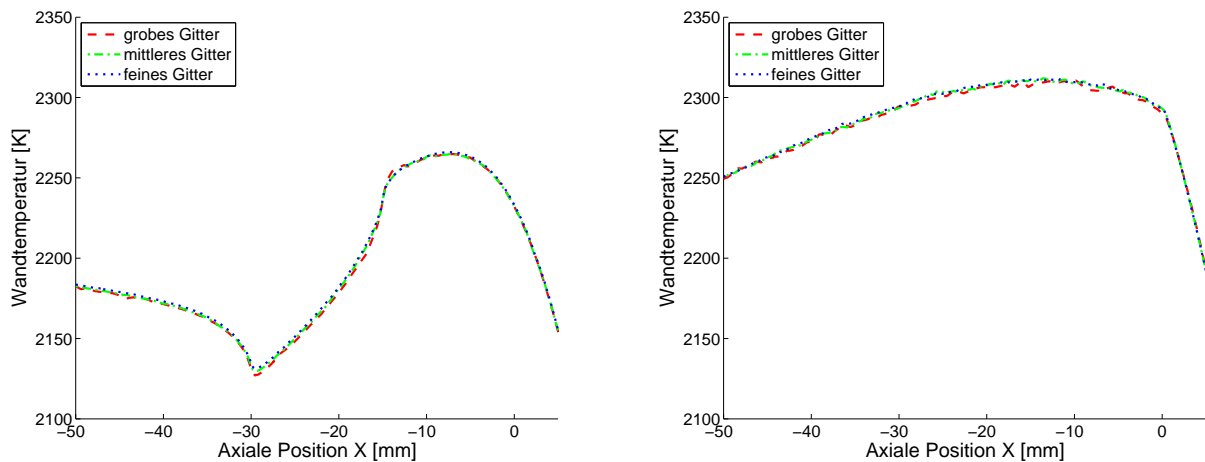
### 4.1.1 Gitterqualität

Damit das Problem möglichst genau simuliert werden kann, muss das Gitter eine ausreichend feine Auflösung haben. Dies lässt sich leicht überprüfen, indem die Auflösung des Gitters variiert wird. Stellt sich bei dem nächst feineren Gitter die gleiche Lösung ein, so ist die Auflösung ausreichend und eine weitere Erhöhung hat keinen Einfluss auf das Ergebnis. Zeigt sich jedoch bei den verschiedenen Gittern eine unterschiedliche Lösung, so ist das Ergebnis noch von der Auflösung abhängig. Das bedeutet, dass diese noch nicht hoch genug ist.

In Abbildung 4.1 finden sich die Wandtemperaturen für ein grob, moderat und fein aufgelöstes Gitter. Dargestellt ist der Bereich um den Hals der Brennkammer. Die Höhe und Anzahl der Prismenschichten ist von der Gitterauflösung unabhängig gewählt worden. Sowohl beim Hyperboloid als auch bei der klassischen Kontur zeigt sich ein leichter Unterschied der Lösungen mit grobem und mittlerem Gitter. Zwischen dem mittleren und dem feinen Gitter besteht kaum noch ein Unterschied. Das mittlere Gitter ist daher fein genug und wird im Weiteren verwendet.

Die Auflösung der Gitter und ihre Element- und Knotenzahl finden sich in Tabelle 4.1. Der Unterschied der Element- und Knotenzahlen von Hyperboloid und klassischer Brennkammer ergibt sich aus einer starken Aufdickung der Grenzschicht vor Beginn des konvergenten Düsentails bei der klassischen Kontur. Dadurch werden 33 statt der beim Hyperboloid ausreichenden 30 Prismenschichten zur Auflösung der Grenzschicht benötigt. Dies bringt eine höhere Zahl von Prismen mit sich.

Für eine gute Auflösung der Grenzschicht ist ein  $y^+$ -Wert von eins oder darunter nötig. Da der  $y^+$ -



**Abbildung 4.1:** Wandtemperatur der klassischen Kontur (links) und der hyperboloiden Kontur (rechts) für unterschiedlich fein aufgelöste Gitter.

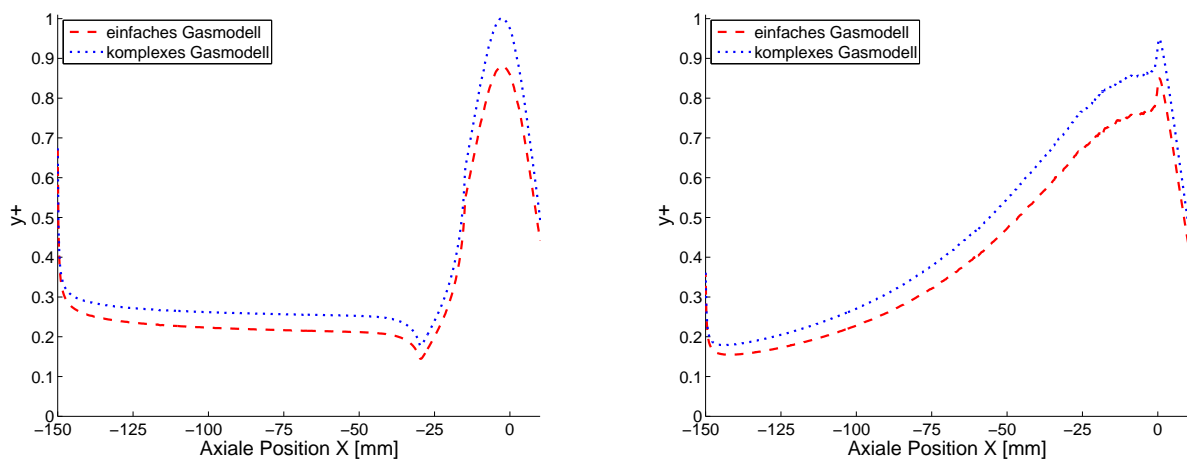
Kontur	Gitter	Maximalgröße der Elemente		Gesamtzahl der	
		an der Wand	in der Strömung	Elemente	Knoten
Klassisch	grob	0,5 mm	3 mm	663 162	280 668
	mittel	0,3 mm	2 mm	1 955 298	788 067
	fein	0,2 mm	1 mm	4 534 775	1 780 246
Hyperboloid	grob	0,5 mm	3 mm	575 568	230 882
	mittel	0,3 mm	2 mm	1 641 440	627 978
	fein	0,2 mm	1 mm	3 871 577	1 436 365

**Tabelle 4.1:** Größe der Elemente sowie die Anzahl der Gitterelemente und Knoten.

Wert neben der Höhe der untersten Prismenschicht von den Strömungseigenschaften abhängt und die Dicke der untersten Schicht sich in ANSYS Meshing nicht variabel gestalten lässt, schwankt der Wert relativ stark. Die Dicke der ersten Prismenschicht wurde daher so gewählt, dass der  $y^+$ -Wert stets unterhalb von eins bleibt. Der streckenweise um fast eine Größenordnung kleinere Wert von  $y^+$  wirkt sich nicht auf die Genauigkeit des Grenzschichtmodells aus. Abbildung 4.2 illustriert den Verlauf des  $y^+$ -Wertes über die Oberfläche der jeweiligen Konturen.

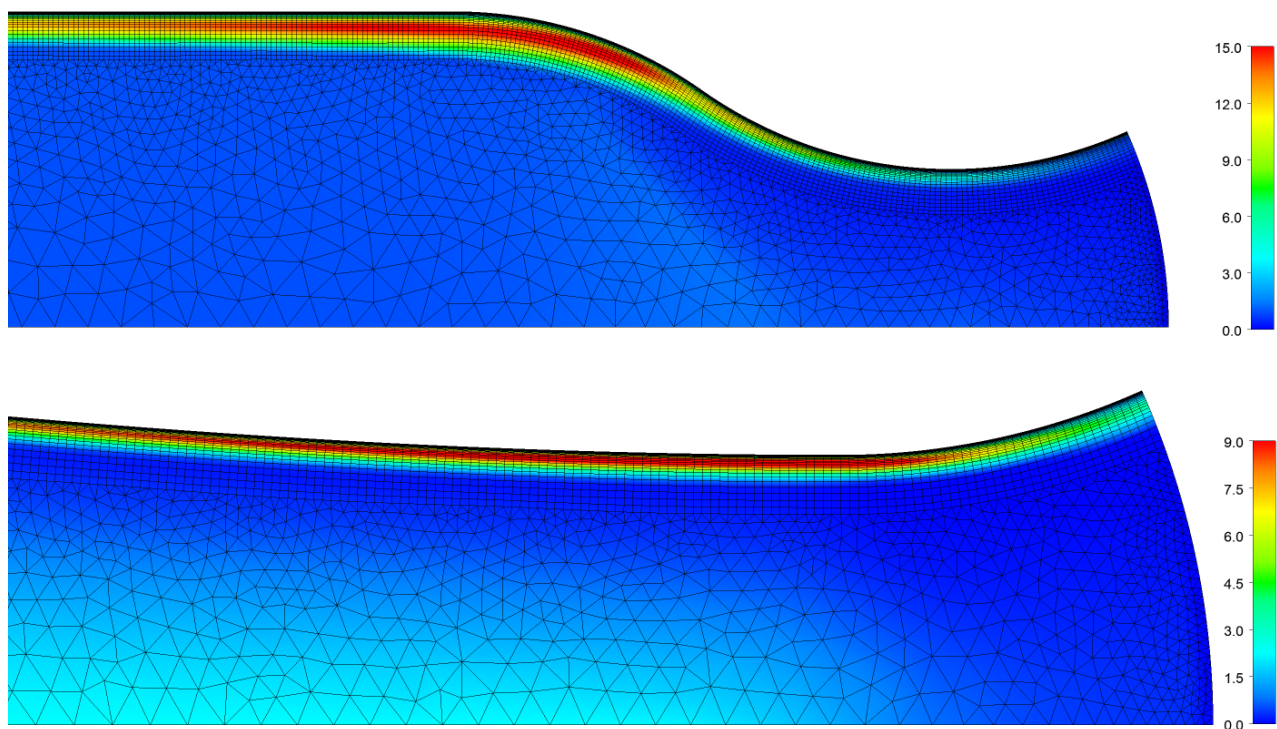
Neben dem  $y^+$ -Wert ist es auch sehr wichtig, dass der Übergang von einem Gittertyp auf einen anderen, in diesem Fall von Prismen auf Tetraeder, nicht in der Grenzschicht stattfindet. Um dies zu beurteilen, eignet sich das Verhältnis von der turbulenten Viskosität zur dynamischen Viskosität [28]. Dieses nimmt in der freien Strömung und in der laminaren Unterschicht sehr kleine und innerhalb der turbulenten Grenzschicht sehr große Werte an.

Abbildung 4.3 zeigt das Viskositätsverhältnis innerhalb der Grenzschicht jeweils an der Stelle mit der größten Grenzschichtdicke. Da die sehr hohe Turbulenz, mit der das Gas in die Brennkammer eintritt, die Grenzschicht in weiten Bereichen überdecken würde, wurde hierfür mit einem Turbulenzgrad in der Injektorebene von nur einem Prozent gearbeitet. Bei dem dargestellten Gas handelt es sich um das komplexe Gas mit variablen Stoffwerten.



**Abbildung 4.2:** Verlauf des  $y^+$ -Wertes über der Oberfläche der Brennkammer mit klassischer Kontur (links) und Hyperboloidkontur (rechts).





**Abbildung 4.3:** Viskositätsverhältnis der Strömung bei der klassischen Kontur (oben) und dem Hyperboloid (unten).

Die Dicke der Prismenschichten ist so gewählt, dass sie auch bei unterschiedlichen Turbulenzgraden und Wandrauheiten noch ausreicht. Außerdem sollte auch der Kühlfilm in die Prismenschicht fallen. Dies erklärt die auf den ersten Blick zu dicke Prismenschicht beim Hyperboloid.

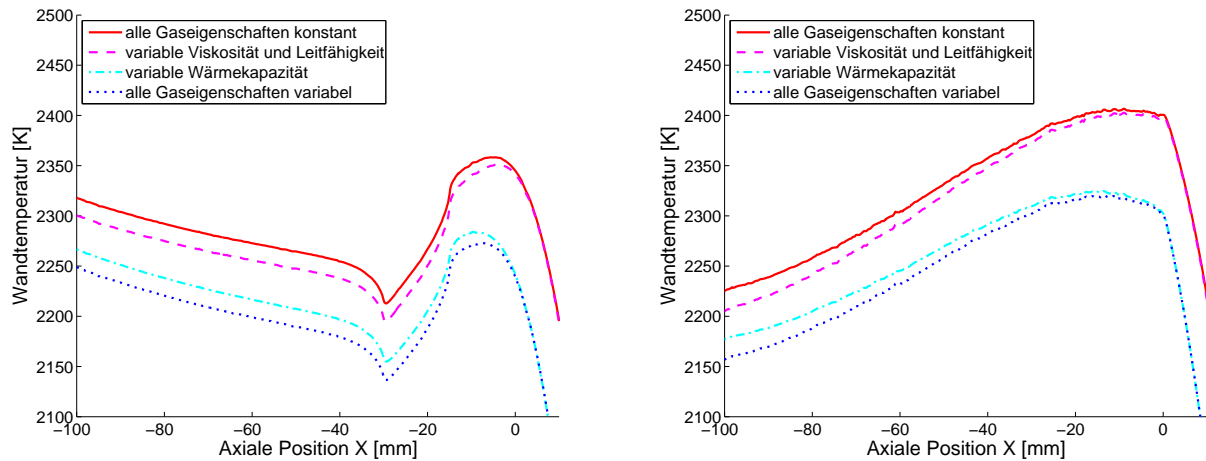
Die Ausschnitte sind unterschiedlich groß, wie man am Düsenansatz erkennen kann. Dieser ist bei beiden Geometrien identisch, fällt hier aber optisch unterschiedlich groß aus.

#### 4.1.2 Gaseigenschaften

Das für die Bestimmung der Gaseigenschaften gewählte Modell hat einen wesentlichen Einfluss auf den Wärmeeintrag in die Brennkammerwand. Es ergeben sich daraus zwei sich widersprechende Anforderungen. Einerseits ist ein möglichst realistisches Modell wünschenswert, andererseits sollte das Modell möglichst leicht zu implementieren sein, um das Nachrechnen der Simulationen zu ermöglichen.

Da die Temperatur des Treibgases in Relation zum Druck sehr hoch ist, stellt sich eine geringe Gasdichte ein. Realgaseffekte sind daher vernachlässigbar und die Gleichung der idealen Gase ist zur Beschreibung des Gases hinreichend genau. Dies gilt auch für den kälteren Kühlfilm sowie die unter höherem Druck stehende Strömung bei Vinci. Für die spezifische Wärmekapazität, die dynamische Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit lassen sich konstante oder variable Werte annehmen.

In ANSYS CFX lassen sich leicht Funktionen für Parameter definieren. Die in Abschnitt 2.3.2 besprochene dynamische Viskosität und Wärmeleitfähigkeit lassen sich damit leicht integrieren. Für die variable spezifische Wärmekapazität lässt sich in CFX ein Gas mit mehreren Komponenten definieren. Die Wärmekapazität ergibt sich dann aus der der einzelnen Komponenten. Die Zusammensetzung



**Abbildung 4.4:** Darstellung der Wandtemperatur der klassischen Kontur (links) und der hyperboloiden Kontur (rechts) für ideale Gase mit konstanten und variablen Gasparametern.

findet sich im Anhang B.

Abbildung 4.4 zeigt die Wandtemperatur für das ideale Gas jeweils mit konstanter und variabler Wärmekapazität bzw. Viskosität und Leitfähigkeit. Da die Auswirkung von Viskosität und Leitfähigkeit relativ gering ist, werden im Folgenden nur noch zwei Gase betrachtet. Es handelt sich bei dem ersten um das ideale Gas mit ausschließlich konstanten Parametern, das sich sehr leicht implementieren und nachrechnen lässt. Beim zweiten betrachteten Gas sind alle Parameter variabel.

### 4.1.3 Randbedingungen

Innerhalb der Grenzschicht herrscht auch im divergenten Teil der Brennkammer Unterschall. Eine Rückwirkung des Ausgangsdrucks auf den Verlauf der Grenzschicht ist daher zu befürchten. Der Druck am Auslass, der sich bei einer angeschlossenen Düse einstellen würde, wurde aus dem Querschnittsverhältnis mit etwa 1,27 bar bestimmt. Da dieser Wert eine gewisse Unsicherheit hat, ist es wichtig zu untersuchen, ob dies eine Auswirkung auf den Grenzschichtverlauf hat.

Tabelle 4.2 fasst Massenstrom, Wandwärmestrom und maximale Wandtemperatur in Abhängigkeit vom Gegendruck am Auslauf zusammen.

Trotz der Variation des Druckes um knapp 8 % nach unten und oben, stellen sich beinahe exakt die gleichen Lösungen ein. Eine Beeinträchtigung der Simulationsergebnisse auf Grund eines leicht falschen oder nicht ganz an die Strömung der Kontur angepassten Ausgangsdrucks kann also ausgeschlossen werden.

Des Weiteren zeigt sich einerseits eine Anhängigkeit des Massenstroms vom Gasmodell. So ist der Massenstrom beim komplexen Gas um 4,1 g/s (klassische Kontur) bzw. 4,0 g/s (hyperboloide Kontur) kleiner. Andererseits fällt der Massenstrom höher als die erwarteten 156,9 g/s aus. So liegt er bei der klassischen Kontur mit dem komplexen Gas um 9,9 g/s zu hoch. Allerdings beträgt der Unterschied zwischen der klassischen und der hyperboloiden Kontur jeweils nur 1,3 g/s. Dies stellt eine Abweichung im einstelligen Promillebereich dar und ist für den qualitativen Vergleich daher unerheblich.

Kontur	Gas	Druck	Massenstrom	Gesamt- wärmestrom	max. Wandtemperatur
Klassisch	einfach	1,17 bar	162,632 g/s	15 328,4 W	2350,89 K
		1,27 bar	162,635 g/s	15 328,4 W	2350,88 K
		1,37 bar	162,631 g/s	15 328,4 W	2350,88 K
	komplex	1,17 bar	166,781 g/s	13 386,5 W	2264,81 K
		1,27 bar	166,742 g/s	13 385,5 W	2264,83 K
		1,37 bar	166,771 g/s	13 386,5 W	2264,83 K
Hyperboloid	einfach	1,17 bar	161,317 g/s	12 483,8 W	2406,68 K
		1,27 bar	161,317 g/s	12 483,8 W	2406,68 K
		1,37 bar	161,317 g/s	12 483,8 W	2406,68 K
	komplex	1,17 bar	165,352 g/s	10 928,5 W	2320,61 K
		1,27 bar	165,353 g/s	10 928,6 W	2320,61 K
		1,37 bar	165,353 g/s	10 928,6 W	2320,61 K

**Tabelle 4.2:** Vergleich von Massenstrom, Wärmestrom und maximaler Wandtemperatur für unterschiedliche Vorgaben für den Druck im Ausströmquerschnitt.

#### 4.1.4 Ideales Triebwerk

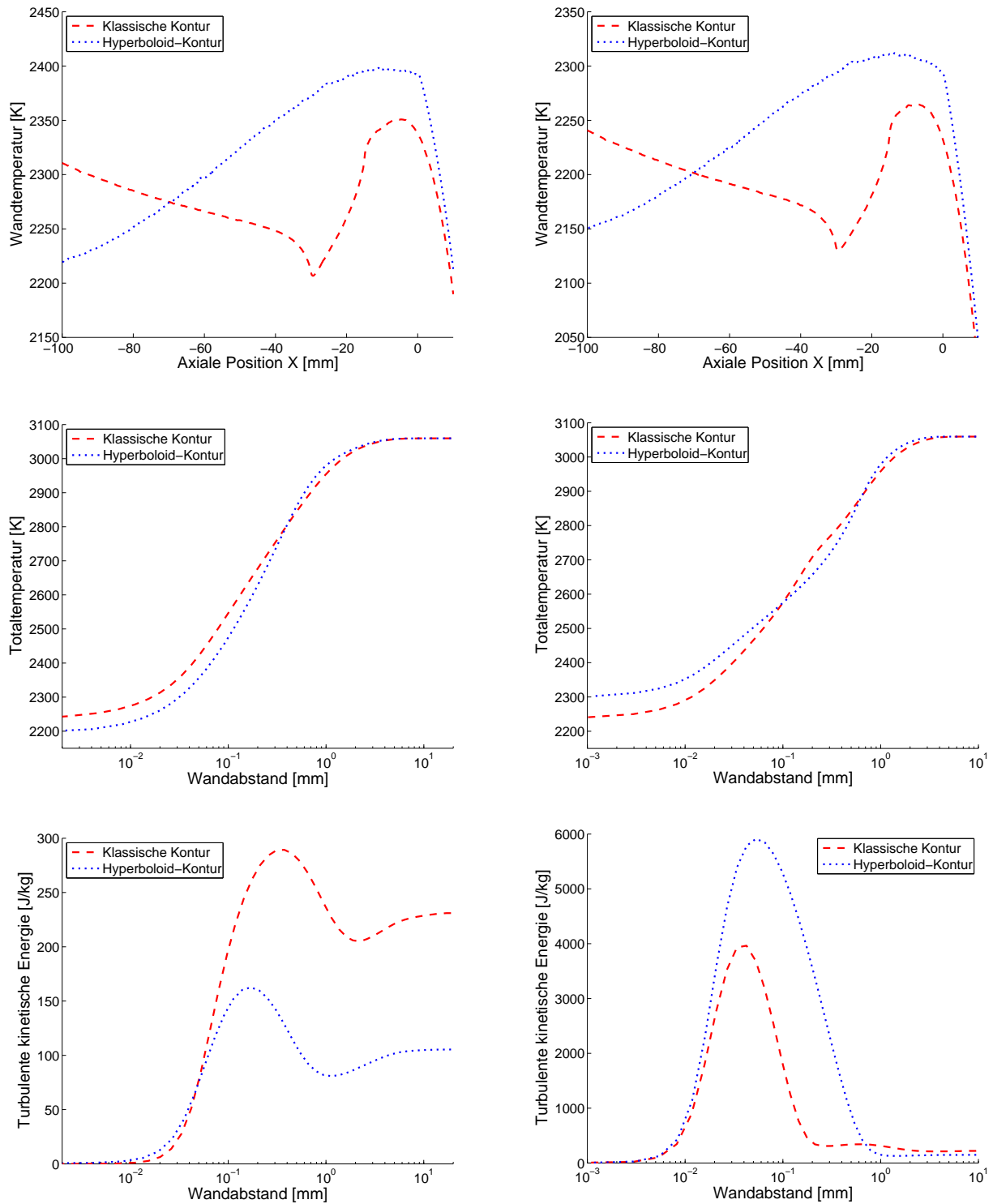
Für den Vergleich der Konturen ohne Wandrauheit, Wanddicke und Kühlfilm ist in Abbildung 4.5 oben die Wandtemperatur dargestellt. Es zeigt sich, dass der Wandwärmestrom und die Wandtemperatur beim Hyperboloid in der Nähe des Injektors zunächst deutlich geringer ausfallen. In der Nähe des Halses ändert sich dies jedoch zu Gunsten der klassischen Kontur. Dies widerspricht sehr deutlich dem Ergebnis der vereinfachten Bartz-Gleichung (siehe Abschnitt 3.1).

Eine Betrachtung des Gesamtwärmestromes aus Tabelle 4.2 lässt vermuten, dass eine bei der klassischen Kontur auf Grund des höheren Gesamtwärmestroms geringere Restenthalpie innerhalb der Grenzschicht der Grund dafür sein könnte. Aus Abbildung 4.5 wird jedoch ersichtlich, dass dies nicht der Fall ist. Aufgetragen ist der Temperaturverlauf in radialer Richtung von der Wand zur Brennkammerachse. Als Stellen für den Vergleich wurden die Stelle des gleichen Querschnitts in der Brennkammer und der Hals gewählt. Erstere befindet sich 91,9 mm vor dem Hals.

Der Temperaturverlauf zeigt, dass die Temperaturgrenzschicht bei der hyperboloiden Kontur kleiner ausfällt. Der Verlauf in der Brennkammer ist durch eine zunächst beim Hyperboloid höhere Temperatur gekennzeichnet, die sich zur Wand hin der Temperatur der klassischen Kontur annähert und schließlich unter diese fällt. Der Temperaturgradient ist also größer, folglich muss die Wärmeleitfähigkeit hier geringer sein.

Der Temperaturverlauf im Hals sieht anders aus. So ist die thermische Grenzschicht beim Hyperboloid wieder schlanker. Die Temperatur sinkt auch zunächst wieder unter die Temperatur bei der klassischen Kontur. In Wandnähe wird die Kurve allerdings wieder flacher, wodurch die Wandtemperatur letztlich höher ausfällt.

Das Verhalten resultiert aus der unterschiedlich hohen turbulenten kinetischen Energie innerhalb der Grenzschicht. Dies erklärt sich daraus, dass die Zustände in der Grenzschicht nicht nur vom aktuellen Querschnitt, sondern von der Grenzschichthistorie abhängen. So liegt beim Hyperboloid auf Grund des größeren Krümmungsradius über eine längere Strecke eine hohe Strömungsgeschwindigkeit vor,



**Abbildung 4.5:** oben: Darstellung der Wandtemperatur des idealen Triebwerks für das einfache (links) und komplexe (rechts) Gasmodell.  
Mitte: Temperaturverlauf innerhalb der Grenzschicht beim komplexen Gas. Links die Stelle gleicher Querschnittsfläche in der Brennkammer und rechts der Halsquerschnitt.  
unten: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie in den selben Querschnitten.

wodurch sich bis zum Hals eine höhere turbulente kinetische Energie aufbauen kann. Dies wird im nächsten Abschnitt eingehend behandelt.

Der Temperaturverlauf innerhalb der Grenzschicht hängt stark von der lokalen Temperaturleitfähigkeit ab. Sie setzt sich aus der materialspezifischen Temperaturleitfähigkeit und der turbulenten Temperaturleitfähigkeit zusammen. Die letztgenannte ist wegen einer annähernd konstanten turbulenten Prandtl-Zahl in etwa proportional zur turbulenten Viskosität. Diese ist wiederum in etwa proportional vom Quadrat der turbulenten kinetischen Energie und dem Kehrwert der turbulenten Dissipation abhängig, womit der Zusammenhang von Temperaturleitfähigkeit und turbulenter kinetischer Energie deutlich wird.

Abbildung 4.5 stellt daher zusätzlich die turbulente kinetische Energie dar. Der Zusammenhang vom Temperaturgradienten in der Grenzschicht und der turbulenten kinetischen Energie wird damit ersichtlich.

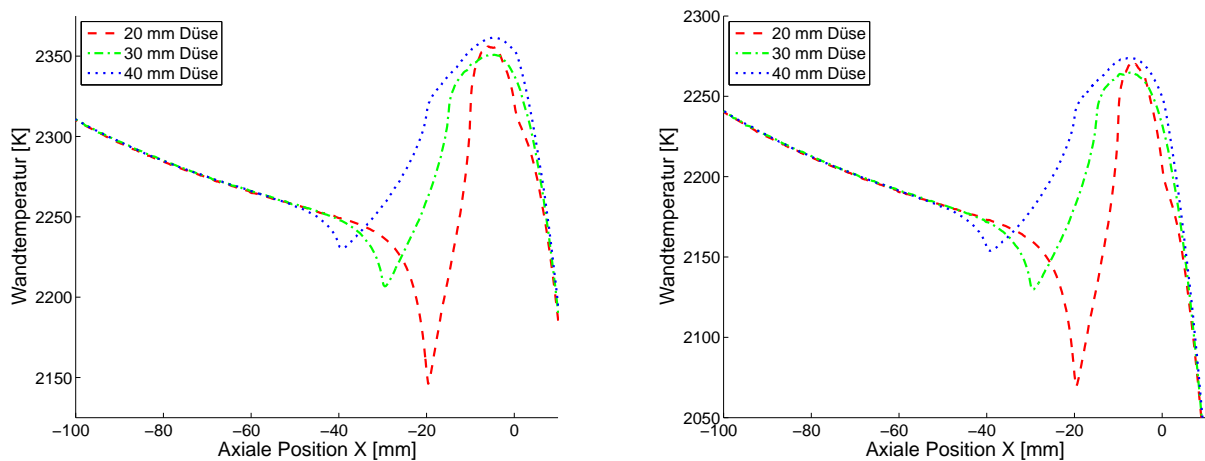
Die bei der hyperboloiden Kontur höhere Wandtemperatur bestätigt die in Abschnitt 2.1 zum Ausdruck gebrachte Vermutung, dass die vereinfachte Bartz-Gleichung nicht direkt auf das Hyperboloid übertragen werden kann. Auch eine reine Beschränkung des Korrekturfaktors zu großen Krümmungsradien hin scheint ungenügend.

#### 4.1.5 Halskrümmungsradius

Wie bereits im vorherigen Abschnitt festgestellt wurde, wirkt die Zunahme der turbulenten kinetischen Energie der Verringerung des Wandwärmeeintrags durch den Aufbau einer dickeren Grenzschicht entgegen. Um dies zu untersuchen, wird daher die klassische Kontur mit einer unterschiedlichen Länge des konvergenten Düsentails betrachtet.

Bei der ursprünglichen Geometrie wurde eine Länge des konvergenten Teils von 30 mm angenommen. Für die Variation des Krümmungsradius wird die Länge auf 20 mm beziehungsweise 40 mm geändert.

In Abbildung 4.6 sind die Wandtemperaturverläufe für das einfache und das komplexe Gas dargestellt. Es zeigt sich, dass die Halstemperatur für den 30 mm langen konvergenten Teil den kleinsten Wert



**Abbildung 4.6:** Darstellung der Wandtemperatur der klassischen Kontur mit unterschiedlich langem konvergenten Düsenteil für ideale Gase mit konstanten (links) und variablen (rechts) Gasparametern.

annimmt. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass zwischen 20 und 40 mm ein Optimum für die maximale Wandtemperatur zu finden ist.

Die Diskrepanz zur vereinfachten Bartz-Gleichung, die von einer stetigen Abnahme der Wärmelast mit einer Zunahme des Krümmungsradius ausgeht, erklärt sich aus den getroffenen Grundannahmen. So wird ein keglicher, konvergenter Düsenteil betrachtet, bei dem die Kanten mit einem gewissen Radius abgerundet werden.

Bei der vorliegenden Kontur besteht der konvergente Düsenteil allerdings ausschließlich aus Kreis-segmenten. Das bedeutet, dass der für die Kegelsteigung größtmögliche Verrundungsradius gewählt wurde. Durch die Änderung der Länge des konvergenten Teils wird dadurch praktisch die Kegelsteigung variiert. Deren Einfluss wird in der vereinfachten Bartz-Gleichung aber nicht berücksichtigt, obgleich bereits in der ursprünglichen Veröffentlichung auf ihren Einfluss hingewiesen wird.

#### 4.1.6 Wandrauheit

Für die Betrachtung der Auswirkungen der Wandrauheit wurden zwei unterschiedliche Rauheiten verwendet. Der kleinere Wert liegt bei einer äquivalenten Sandrauheit von  $100\text{ }\mu\text{m}$ , der höhere bei  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Dies mag zunächst recht hoch angesetzt erscheinen.

Die Sandrauheit  $k_s$  entspricht im vollturbulenten Bereich der technischen Rauheit  $k_t$ . Diese ergibt sich nach [31, S. 530] aus der arithmetischen Rautiefe  $k_a$  über

$$k_s = 4,2 k_a. \quad (4.1)$$

Die mittlere Rautiefe liegt somit bei 24 beziehungsweise  $119\text{ }\mu\text{m}$ . Der obere Wert stellt dabei eine Annahme für eine raue, poröse Keramik dar. Der untere Wert ist eine Abschätzung für die technisch mögliche Oberflächengüte der Keramik [20]. Bei metallischen Brennkammern ist, eine entsprechende Oberflächenbehandlung vorausgesetzt, eine deutlich geringere Rautiefe möglich [11]. Fällt diese klein genug aus, liegt sie komplett in der laminaren Unterschicht. Die Wand ist dann aus Strömungssicht vollständig glatt [19].

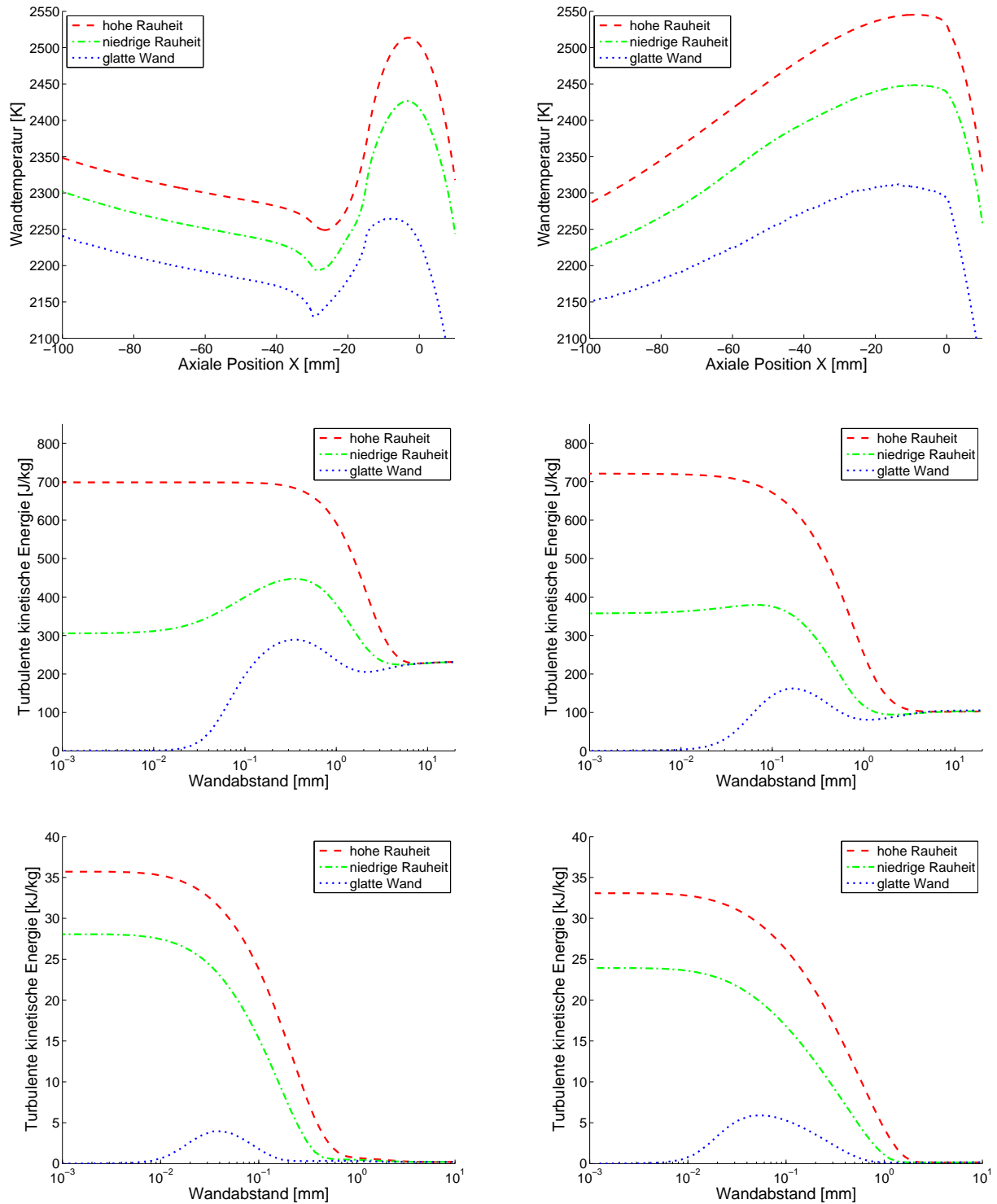
Die Änderung der Wandtemperatur fällt unabhängig vom gewählten Gasmodell etwa gleich aus, weshalb in Abbildung 4.7 die Wandtemperatur mit den verschiedenen Rauheiten nur für das komplexe Gasmodell dargestellt ist.

Aus der Grafik wird ein starker Einfluss der Rauheit ersichtlich. Die Wandtemperatur nimmt mit zunehmender Rauheit deutlich zu. Die Darstellung der turbulenten kinetischen Energie in der Grenzschicht, ebenfalls in Abbildung 4.7 zu finden, zeigt, woher dies kommt. Die kinetische Energie in der Grenzschicht fällt mit zunehmender Rauheit deutlich größer aus. Mit ihr steigen die turbulente Viskosität und Temperaturleitfähigkeit und somit letztlich der Wärmestrom zur Wand. Die wegen der Rauheit fehlende laminare Unterschicht zeigt sich daran, dass die turbulente kinetische Energie auch direkt an der Wand nicht auf null abfällt.

#### 4.1.7 Wandeinfluss

Die Wand hat auf die Temperaturverteilung verschiedene Einflüsse, die sich aus der Wärmeleitfähigkeit und Dicke der Wand sowie der Geometrie der Brennkammer ergeben.

Der offensichtlichste Effekt ist die Erhöhung der Temperatur auf der Innenseite auf Grund der isolierenden Wirkung der Wand. Er ergibt sich aus der Tatsache, dass die Wärmeleitfähigkeit der Wand



**Abbildung 4.7:** alle: Komplexes Gas, links die klassische, rechts die hyperboloide Kontur.  
oben: Wandtemperatur entlang des Triebwerks mit unterschiedlichen Wandrauheiten.  
Mitte und unten: Turbulente kinetische Energie, aufgetragen über die Grenzschicht; mittig die Stelle gleichen Querschnitts in der Kammer, unten der Hals.

endlich ist. Das bedeutet, dass eine Temperaturdifferenz über der Wand anliegen muss, die den Wärmestrom hindurch treibt. Der thermische Widerstand hängt von der Dicke der isolierenden Schicht und dem Kehrwert der Wärmeleitfähigkeit ab [3]. Das bedeutet, dass in Bezug auf die isolierende Wirkung eine hohe Wärmeleitfähigkeit und eine geringe Wandstärke wünschenswert sind. Der Effekt tritt bei Triebwerken jeder Größe auf und ist stets von relevanter Größe.

Das zweite offensichtliche Phänomen resultiert aus der variierenden Wandtemperatur. Diese bringt einen Temperaturgradienten in axialer Richtung mit sich, der für einen Wärmefluss in der Wand in eben diese Richtung sorgt. Die Temperaturverteilung wird dadurch geglättet. Das bedeutet, dass die maximale Wandtemperatur durch diesen Effekt verringert wird. Die Höhe des axialen Wärmestroms steigt mit der Wärmeleitfähigkeit und der Dicke der Wand. Außerdem ist sie proportional zum treibenden Temperaturgradienten. Das bedeutet, dass eine kürzere Brennkammer den Effekt verstärkt. Bei großen Brennkammern und geringen Wandstärken, wie zum Beispiel bei Vinci, wird er vernachlässigbar klein. Beim EAM sind die Auswirkungen jedoch an der Temperaturverteilung zu sehen.

Der letzte Effekt ergibt sich aus der gewählten Methode zur Kühlung der Brennkammerwand - der Strahlungskühlung. Der abgestrahlte Wärmestrom hängt von drei Parametern ab. Dies sind die Temperatur, die in der vierten Potenz in den Wärmestrom eingeht, und die spektrale Emissivität und die abstrahlende Fläche, die jeweils linear in den Wärmestrom mit eingehen [7]. Die spektrale Emissivität hat bei allen Testfällen den gleichen Wert von 0,9. Diese Abschätzung entstammt den Materialdaten aus [20]. Somit stellt sich die Wandtemperatur entsprechend dem Wärmestrom und der abstrahlenden Fläche ein. Diese Fläche hängt vom äußeren Durchmesser des Triebwerks ab, der mit zunehmender Wandstärke ebenfalls wächst. Bei gleichem Wärmestrom stellt sich also auf der Außenseite des Triebwerks bei größerer Wandstärke eine geringere Temperatur ein. Da dieses Phänomen ausschließlich vom Außendurchmesser abhängt, ist in diesem Fall eine große Wandstärke von Vorteil. Je größer das Verhältnis aus Wandstärke und lokalem Durchmesser und je höher die Wärmeleitfähigkeit ist, desto stärker wirkt dies der isolierenden Wirkung der Wand entgegen. Im Fall des dünnen Halses des EAM ist dieser Effekt von großer Bedeutung. Bei größeren Triebwerken wird er sehr klein und kann vernachlässigt werden.

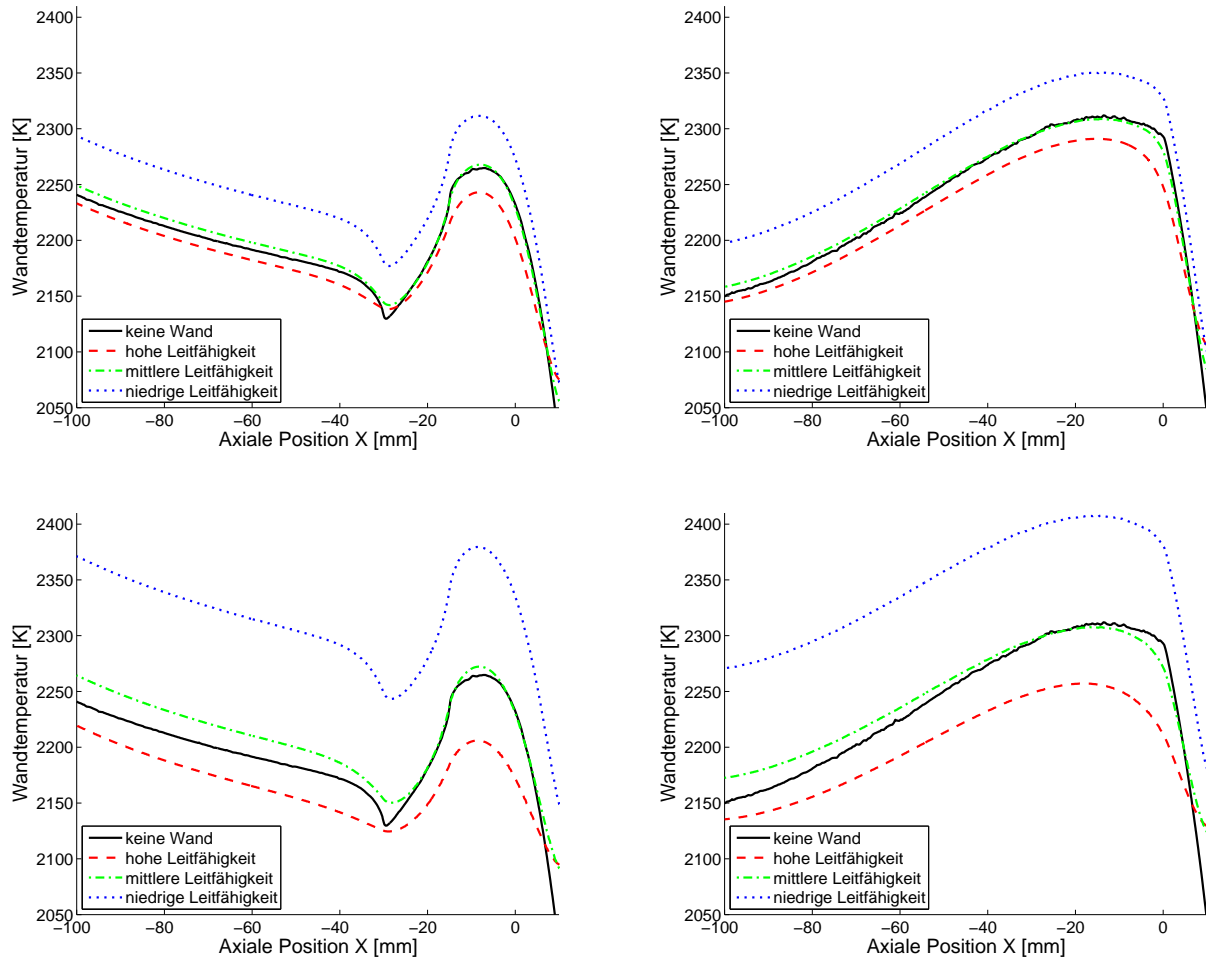
Für die Untersuchung der genannten Phänomene werden zwei Wandstärken und drei verschiedene Wärmeleitfähigkeiten betrachtet. Die Dicke der Wände wurde auf 1 mm beziehungsweise 3 mm festgelegt. Dies soll den Bereich des technisch Möglichen abdecken.

Für die Wärmeleitfähigkeit wurden 10, 30 und 100 W/(mK) angenommen. Gegenüber den bei kryogenen Triebwerken verwendeten Kupfer-Legierungen, wie zum Beispiel Kupfer-Silber-Zirkon mit etwa 334 W/(mK), ist dies sehr gering. Auf Grund der hohen Temperaturen kommen diese Werkstoffe allerdings nicht in Frage. Es bleiben daher die bisher verwendeten Metalllegierungen, die sich in einem Bereich um 100 W/(mK) befinden und die keramischen Werkstoffe. Letztere haben bei Raumtemperatur teilweise deutlich größere Wärmeleitfähigkeiten. Diese nehmen bei steigender Temperatur deutlich ab. Je nach verwendeter Faser, Matrix und Methode der Herstellung und Nachbehandlung bewegt sich die Wärmeleitfähigkeit im Bereich von etwa 10 bis 30 W/(mK), weshalb diese Werte verwendet werden.

In Abbildung 4.8 ist der Verlauf der Wandtemperatur für die unterschiedlichen Wanddicken und Wärmeleitfähigkeiten dargestellt.

Bei der dünnen Wand dominiert im Fall der hohen Wärmeleitfähigkeit der Effekt der vergrößerten abstrahlenden Fläche deutlich gegenüber der isolierenden Wirkung der Wand. Dadurch ist die Wandtemperatur sogar kleiner als im wandlosen Vergleichsfall. Bei der niedrigen Wärmeleitfähigkeit überwiegt hingegen der isolierende Effekt. Die Wandtemperaturen fallen dadurch höher aus.





**Abbildung 4.8:** Verlauf der Wandtemperatur auf der Innenseite der Brennkammerwand bei einer Wanddicke von einem (oben) beziehungsweise drei Millimetern (unten) und unterschiedlich hoher Wärmeleitfähigkeit. Wie gehabt links die klassische und rechts die hyperboloide Brennkammer.

Bei der mittleren Wärmeleitfähigkeit heben sich diese beiden Effekte fast genau auf. Der Temperaturverlauf entspricht daher beinahe dem des Vergleichsfalls. Im Bereich des Injektors zeigt sich allerdings, dass die Wandtemperatur höher ausfällt. Dies liegt am größeren lokalen Brennkammerdurchmesser, der die relative Vergrößerung der abstrahlenden Oberfläche und damit deren Auswirkung reduziert. Dadurch überwiegt dort die isolierende Wirkung.

Zu Beginn des konvergenten Teils der klassischen Kontur bei  $-30$  mm und im Bereich des Halses bei der hyperboloiden Kontur zeigt sich die glättende Wirkung auf Grund der axialen Wärmeleitfähigkeit. Der Effekt fällt relativ klein aus.

Bei der dickeren Wand zeigen sich die gleichen Phänomene. Die Auswirkungen auf die Wandtemperatur fallen allerdings deutlicher aus. Ob eine größere Dicke die Temperatur der der Strömung zugewandten Seite der Wand erhöht oder erniedrigt, hängt also von der Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials ab. Ob eine möglichst dünne Wand anzustreben ist, ist daher vom Wandmaterial und der Geometrie des Triebwerks abhängig.

#### 4.1.8 Kühlfilm einblasung

Für die Berücksichtigung des Kühlfilms wird davon ausgegangen, dass ein Viertel des Brennstoffs entlang der Brennkammerwand eingeblasen wird. Die chemische Reaktion des Kühlfilms mit dem Heißgas wird nicht berücksichtigt.

Der für das Heißgas zur Verfügung stehende Anteil an Monomethylhydrazin reduziert sich dadurch entsprechend. Der Stickstofftetroxid-Massenstrom ändert sich hingegen nicht. Daraus resultiert für das Heißgas ein neues Oxidator-Brennstoff-Verhältnis von  $O/F = 2,2$ . Da der Kühlfilm aus reinem Brennstoff besteht, ergibt sich für ihn ein Oxidator-Brennstoff-Verhältnis von  $O/F = 0,0$ . Die Gaszusammensetzung und -eigenschaften, die CEA für diese Mischungsverhältnisse ermittelt, finden sich detailliert im Anhang B.

Besonders wichtig für den Vergleich ist, dass das Verhältnis der Massenströme von Heißgas und Kühlfilm bei beiden Konturen möglichst identisch ist. Da dieses zwischen den verschiedenen hier betrachteten Fällen praktisch nicht variiert, seien exemplarisch die Werte des Falls mit glatter Wand, hoher Turbulenz und komplexem Gasmodell angeführt. So beträgt beim Hyperboloid der Heißgasmassenstrom 149,23 g/s und der Massenstrom des Kühlfilms 27,66 g/s. Damit ergibt sich ein Verbrauch von 74,29 g MMH und 102,60 g NTO pro Sekunde. Das Oxidator-Brennstoff-Verhältnis des gesamten Triebwerks beträgt damit 1,381. Bei der klassischen Kontur fällt der Heißgasmassenstrom mit 150,60 g/s etwas höher aus. Der Massenstrom des kühlen Fluids beträgt 27,67 g/s. Daraus resultiert ein Verbrauch von 74,73 g MMH und 103,54 g NTO pro Sekunde. Dies ergibt ein Mischungsverhältnis von 1,385.

Es zeigt sich, dass der Massenstrom der Filmkühlung bei beiden Konturen etwas zu hoch ausfällt. Da die Verhältnisse allerdings bei beiden Konturen nahezu identisch sind, ist dies für den hier betrachteten qualitativen Vergleich nicht ausschlaggebend.

Die Wandtemperatur hängt bei vorhandenem Kühlfilm unter anderem stark davon ab, wie hoch die Temperatur im Kühlfilm ist. Diese erhöht sich stromabwärts kontinuierlich.

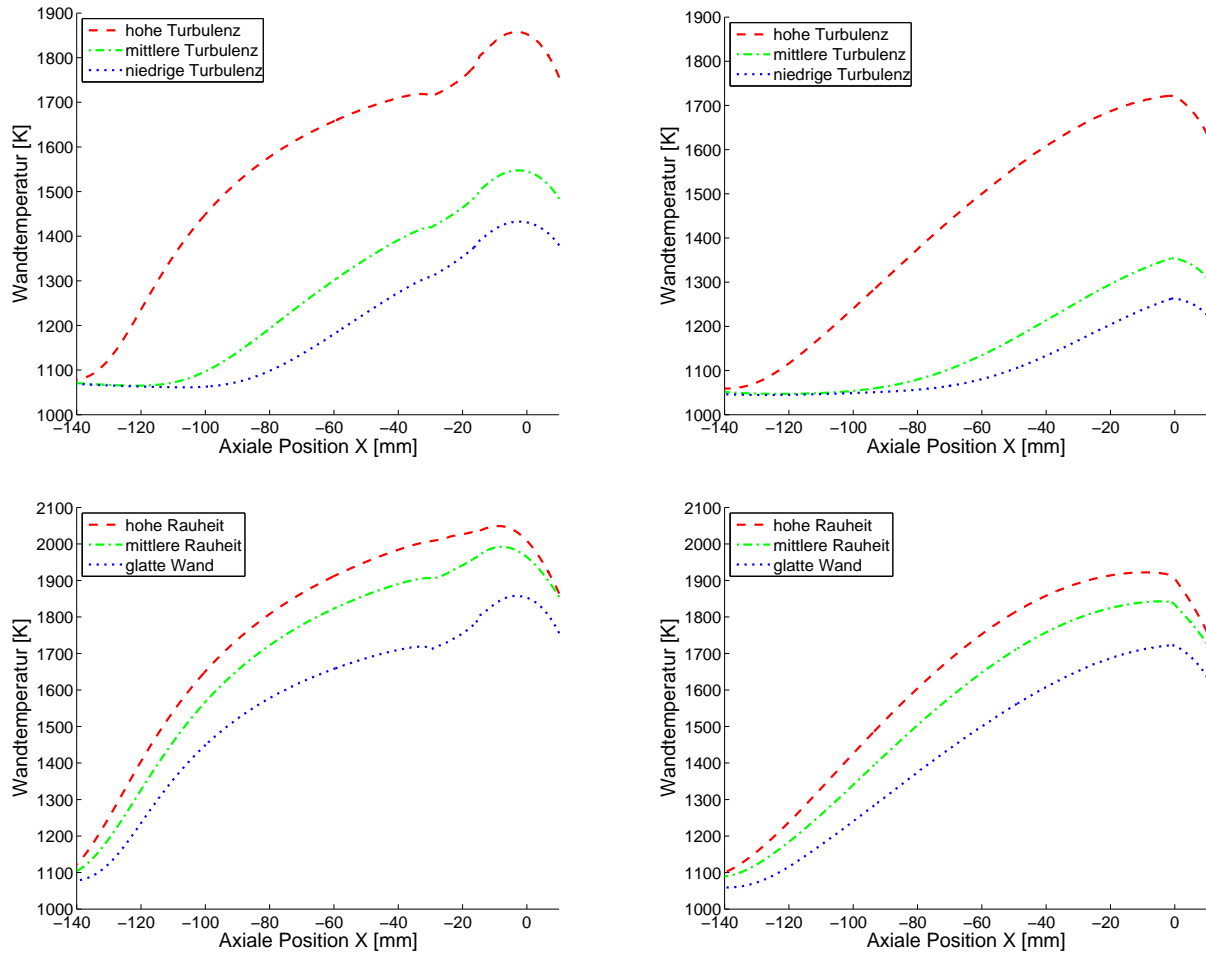
Vernachlässigt man zunächst den Wandwärmestrom und berücksichtigt, dass die turbulente Wärmeleitfähigkeit sehr viel größer ist als die stoffspezifische Wärmeleitfähigkeit, so ist die über die Grenzschicht gemittelte spezifische Enthalpie nur von der jeweiligen ursprünglichen Enthalpie der in der Grenzschicht befindlichen Gase sowie ihrem Mischungsverhältnis abhängig. Das bedeutet, dass die mittlere spezifische Enthalpie und damit die mittlere Temperatur innerhalb der Grenzschicht mit wachsender Grenzschicht zunehmen. Ist der Kühlfilm so dick, dass die kapazitive Wirkung des Films gegenüber dem Wandwärmestrom deutlich überwiegt, so lässt sich dies auf Strömungen mit gekühlter Wand übertragen. Zur Auslegung und Behandlung von Filmkühlungen siehe auch [13] und [18].

Andererseits hängt das Temperaturprofil innerhalb der Grenzschicht stark von der turbulenten Wärmeleitfähigkeit ab. Je größer diese ist, desto flacher fällt das Temperaturprofil aus und desto höher ist die Temperatur in der Nähe der Wand. Auch der Wärmeübergangskoeffizient nimmt mit steigender Turbulenz zu.

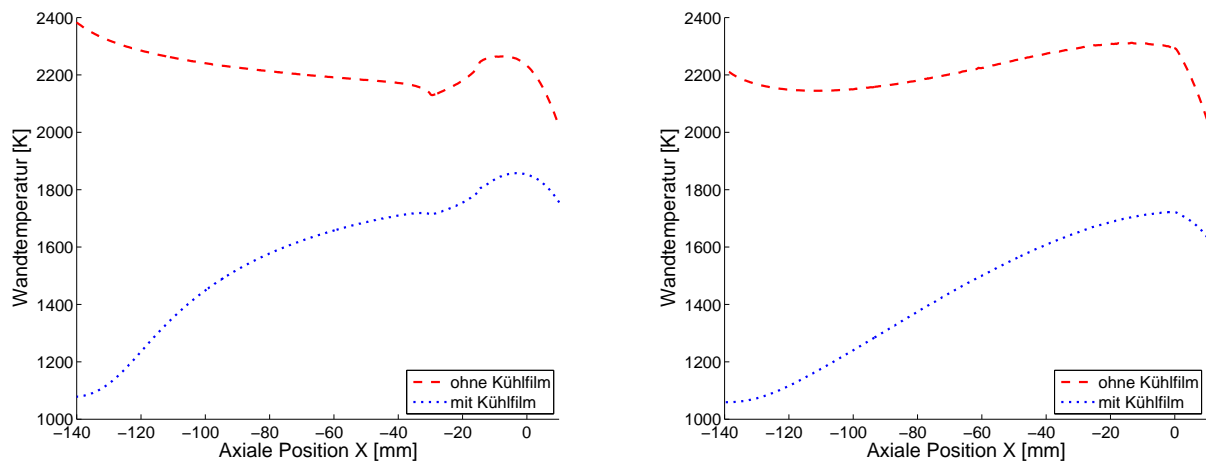
Es zeigt sich daher eine starke Abhängigkeit des Wandwärmestroms beziehungsweise der Wandtemperatur sowohl von der Rauheit der Wand als auch der Turbulenz der einströmenden Gase.

Abbildung 4.9 stellt diese Abhängigkeit dar. Für den Turbulenzgrad wurden in CFX die Werte 10 %, 5 % und 1 % gewählt. Die technische Rauheit beträgt wie bei der Untersuchung der Wandrauheit bei der Wand mit hoher Rauheit 500 µm und bei der Wand mit geringer Rauheit 100 µm.

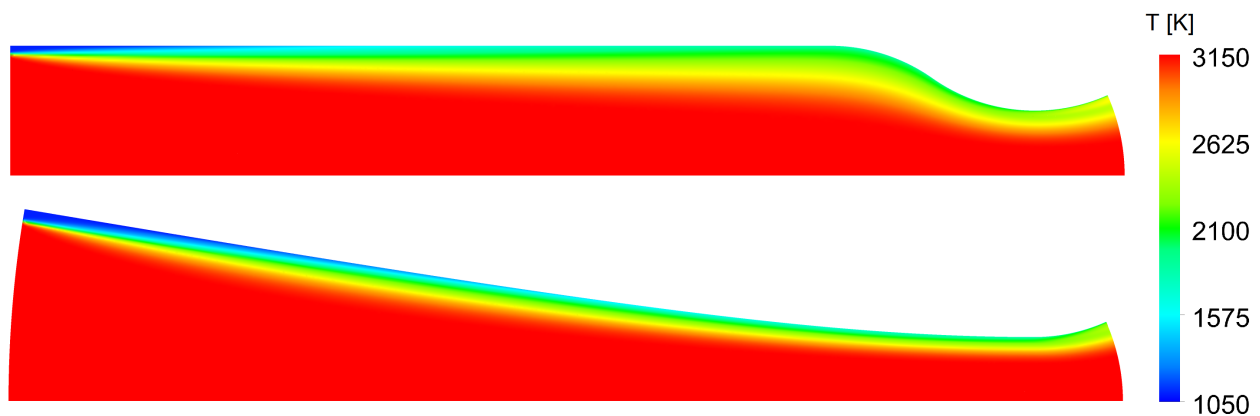
Der Unterschied zwischen der Wandtemperatur mit und ohne Filmkühlung ist außerdem von der Dicke des Kühlfilms abhängig, worauf hier aber nicht weiter eingegangen werden soll. Interessant ist allerdings der Vergleich der Temperaturdifferenz von gekühlter zu ungekühlter Wand bei den beiden untersuchten Konturen. Abbildung 4.10 zeigt die Wandtemperatur mit und ohne Kühlfilm jeweils bei



**Abbildung 4.9:** Vergleich der Wandtemperaturen mit Filmkühlung und komplexem Gas für unterschiedliche Turbulenzgrade und glatte Wand (oben) sowie unterschiedliche Wandrauheiten und hohe Turbulenz (unten). Dargestellt ist der Verlauf für die klassische Kontur (links) und das Hyperboloid (rechts).



**Abbildung 4.10:** Vergleich der Wandtemperaturen mit und ohne Kühlfilm bei hoher Turbulenz und glatter Wand. Links die klassische, rechts die hyperboloide Kontur.



**Abbildung 4.11:** Maßstäbliche Visualisierung der Totaltemperatur der Strömung des Vergleichsfalls mit Filmkühlung bei glatter Wand und hoher Turbulenz der einströmenden Gase, oben die klassische und unten die hyperboloide Kontur.

glatter Wand und hoher Turbulenz des einströmenden Gases. Es zeigt sich, dass die Filmkühlung bei der hyperboloiden Kontur eine größere Reduktion der Wandtemperatur zur Folge hat. Dieses sehr wünschenswerte Verhalten ergibt sich aus der beim Hyperboloid kleineren Grenzschichtdicke. Auf Grund der höheren Turbulenz und daraus folgender höherer turbulenter Wärmeleitfähigkeit sorgt diese beim Hyperboloid ohne Kühlfilm für eine höhere Wandtemperatur als bei der klassischen Kontur. Mit Kühlfilm dominiert jedoch die geringere Gastemperatur in Wandnähe gegenüber dem höheren Wärmeübergangskoeffizienten.

Für die Verdeutlichung des Temperaturverlaufs innerhalb der Grenzschicht stellt Abbildung 4.11 die Totaltemperatur in der Brennkammer dar. Es zeigen sich die oben beschriebenen Effekte, wie die Zunahme der mittleren Grenzschichttemperatur mit der Grenzschichtdicke und der von der Turbulenz abhängig mehr oder weniger steile Temperaturverlauf in Wandnähe.

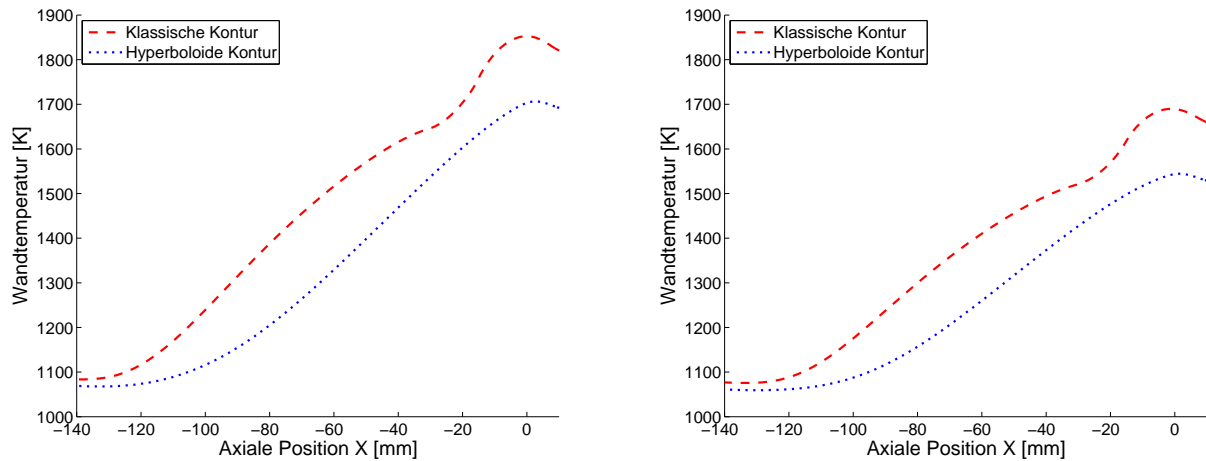
#### 4.1.9 Realitätsnaher Vergleichsfall

Nachdem nun die Auswirkung der verschiedenen Parameter auf die Wandtemperaturverteilung untersucht wurde, kann ein Vergleichsfall für die abschließende Bewertung der Konturen konstruiert werden. Damit die Ergebnisse eine Aussagekraft haben, müssen sie dem realen Betriebsfall möglichst nahe kommen.

Die aktuelle Entwicklung zielt im Fall des EAM auf die Verwendung von hochtemperaturfesten, faserverstärkten Keramiken. Für diese wird eine Wärmeleitfähigkeit von  $30 \text{ W/(m K)}$  angenommen. Dies stellt laut Krenkel einen technisch realisierbaren Wert dar [20, S. 63, 68]. Der Wert ist außerdem sehr vorteilhaft, da er die Auswirkung der Wanddicke auf die Temperaturverteilung bei der EAM-Geometrie sehr klein hält. Auf eine Berechnung der real nötigen Wandstärke kann daher verzichtet werden. Sie wird auf 3 mm festgelegt.

Weiter wird davon ausgegangen, dass die Oberfläche der Keramik behandelt wird, damit diese gasdicht ist. Dies ermöglicht gegenüber der unbehandelten, porösen Keramik eine glattere Oberfläche. Die technische Rauheit wird daher auf den kleineren der untersuchten Werte ( $100 \mu\text{m}$ ) festgelegt.

Der Turbulenzgrad der einströmenden Gase wird anhand eines Vergleichs der Ergebnisse von Ab-



**Abbildung 4.12:** Vergleich der Wandtemperatur für die klassische und hyperboloide Kontur. Links mit dem einfachen, rechts mit dem komplexeren Gasmodell.

schnitt 4.1.8 mit dem 400 N-Apogäumsmotor von EADS Astrium ermittelt. Dieser ist nur minimal kleiner als das EAM und weist ansonsten die selben Betriebsbedingungen auf. Es kann daher von sehr ähnlichen Wandtemperaturen ausgegangen werden. Für die maximale Wandtemperatur des Triebwerks gibt EADS Astrium  $1600^{\circ}\text{C}$  an. Die Annahme einer verbrennungsbedingt hohen Turbulenz der einströmenden Gase scheint daher angebracht zu sein.

Abbildung 4.12 vergleicht die Wandtemperatur auf der Innenseite des Triebwerks unter den erörterten Bedingungen. Damit die Ergebnisse problemlos nachgerechnet werden können, werden die Ergebnisse des einfachen und des komplexen Gases dargestellt.

Beim einfachen Gas zeigt sich mit 1706 K gegenüber 1853 K eine beim Hyperboloid deutlich geringere Maximaltemperatur. Der Unterschied beträgt 147 K. Beim komplexen Gas ist der Unterschied mit 1544 K und 1690 K ähnlich groß. Er beträgt hier 146 K. Insgesamt ergibt sich bei der detaillierten Betrachtung des EAM unter Berücksichtigung eines Kühlfilms, des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit und Rauheit der Wand sowie der durch die Verbrennung generierten Turbulenz folglich ein Vorteil in Bezug auf die maximal auftretende Wandtemperatur für die hyperboloide Kontur. Der ermittelte Unterschied in der maximalen Wandtemperatur fällt erstaunlich groß aus.

Das Ergebnis deutet darauf hin, dass die Umsetzbarkeit eines keramischen Apogäumsmotors mit der hyperboloiden Form und aktuell verfügbaren Materialien gegeben sein könnte. Zu den maximal ertragbaren Temperaturen und der chemischen Stabilität der faserverstärkten Keramiken siehe zum Beispiel [27].

Der Gesamtwärmestrom vom Injektor bis zum Hals beträgt im Falle des einfachen Gases 2,49 kW beim Hyperboloid und 4,26 kW bei der klassischen Kontur. Wird das erste Viertel des Brennkammervolumens vernachlässigt, ergeben sich noch 2,28 kW für das Hyperboloid und 3,98 kW für die klassische Kontur.

Unter Verwendung des komplexen Gasmodells fallen die Ergebnisse insgesamt etwas niedriger aus. Der gesamte Wärmestrom beträgt in diesem Fall 2,04 kW beim Hyperboloid und 3,28 kW bei der klassischen Kontur. Für die gekürzten Konturen ergeben sich 1,83 kW und 3,00 kW.

Es zeigt sich, dass die hyperboloide Kontur beim dem gewählten Testfall mit Kühlfilm nicht nur in Bezug auf die maximale Wandtemperatur Vorteile hat. Auch der gesamte Wandwärmestrom fällt niedriger aus.

## 4.2 Vinci

Beim EAM wurden bereits die Auswirkungen, die die Variation der verschiedenen Parameter auf den Wärmeübergang hat, im Detail untersucht. Bei Vinci wird folglich nur kurz eine hinreichende Gitterqualität nachgewiesen und sodann direkt der Vergleich der Konturen durchgeführt.

Bei Vinci ist die Höhe des Wärmestroms bei gegebener Brennkammerlänge von Interesse. Diese ist neben den Gaseigenschaften und der Geometrie unter anderem auch von der Wandtemperatur abhängig. Eine geringere Wandtemperatur erhöht die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Heißgas und folglich den Wärmestrom in die Wand. Dieser muss allerdings auf den die Wand kühlenden Brennstoff übertragen werden. Damit dies effizient vonstatten gehen kann, wird dafür ebenfalls eine möglichst hohe Temperaturdifferenz benötigt. Des Weiteren bedeutet die Absenkung der Wandtemperatur durch konstruktive Maßnahmen einen höheren Druckverlust in der Regenerativkühlung. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Oberfläche der Wand überall in der Brennkammer eine Temperatur aufweisen wird, die knapp unter der maximal zulässigen Temperatur liegen wird. Aus der vorgegebenen Oberflächentemperatur folgt, dass die Berücksichtigung der Dicke und Leitfähigkeit der Wand unnötig ist. Davon ausgenommen ist natürlich der Bereich in der Nähe des Injektors, in dem Brennstoff und Oxidator noch unverbrannt vorliegen. Dies wird bei der Bestimmung des Gesamtwärmestroms durch die Betrachtung einer gekürzten Brennkammer separat berücksichtigt. Für den Vergleich ist folglich nur die Wandrauheit von Interesse. Diese wird im Weiteren entsprechend untersucht.

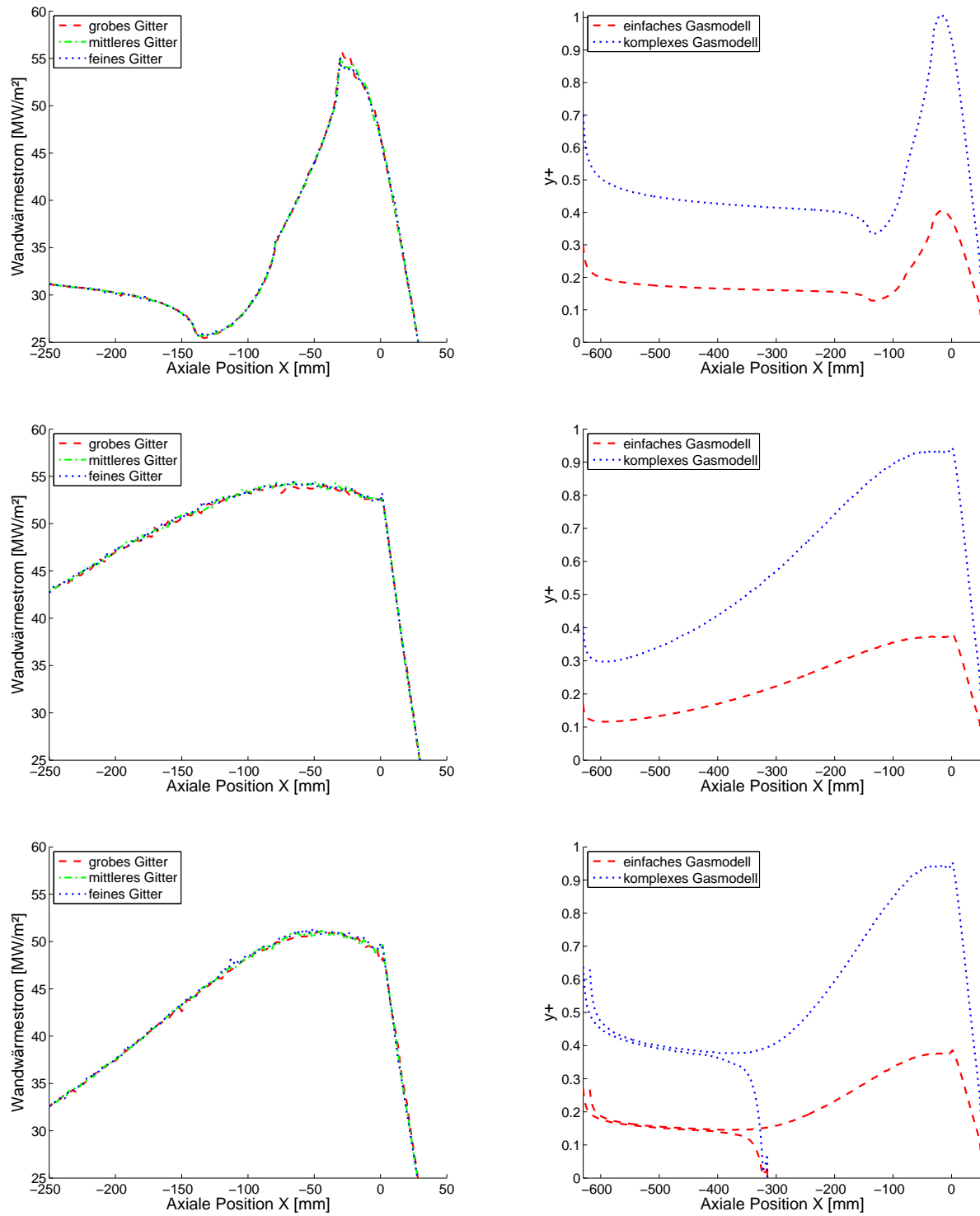
### 4.2.1 Gitterqualität

Dass die Auflösung ausreichend ist, wird erneut mit einer Verfeinerungsstudie gezeigt. Die gewählten Gitterparameter sowie die resultierende Anzahl der Knoten und Elemente finden sich in Tabelle 4.3. Auffällig ist die stark erhöhte Zahl an Elementen beim Hyperboloid mit Innenkörper. Dies liegt an der deutlich größeren Oberfläche, die die Anzahl der Prismen in der Grenzschicht drastisch erhöht.

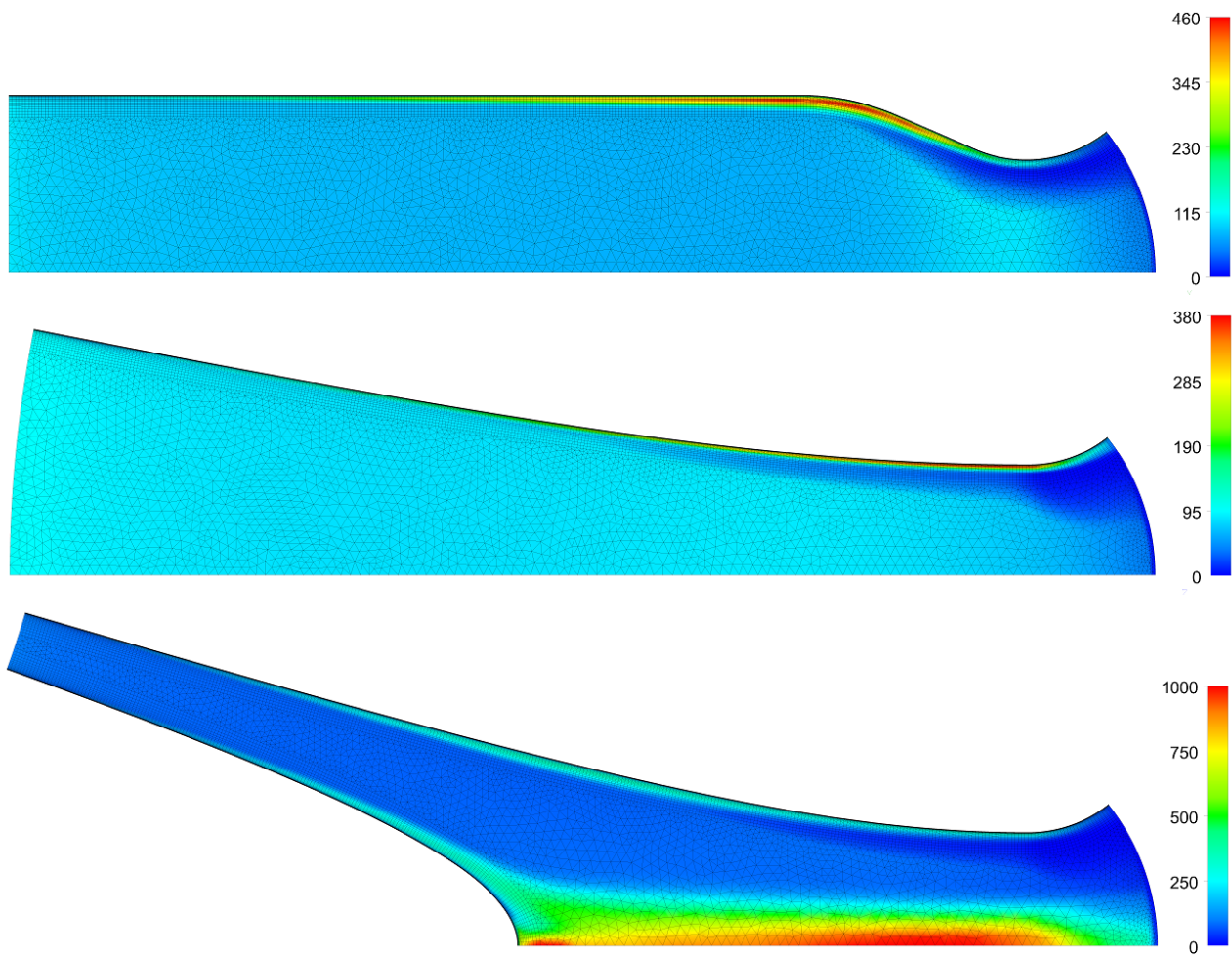
Abbildung 4.13 stellt den Wandwärmestrom der Konturen für die unterschiedlichen Gitterauflösungen dar. Zwischen den Lösungen für das grobe und mittlere Gitter ist ein deutlicher Unterschied zu

Kontur	Gitter	Maximalgröße der Elemente		Gesamtzahl der	
		an der Wand	in der Strömung	Elemente	Knoten
Klassisch	grob	3,0 mm	9,0 mm	678 661	308 569
	mittel	2,0 mm	6,0 mm	1 606 156	701 459
	fein	1,5 mm	4,5 mm	2 900 956	1 242 064
Hyperboloid	grob	3,0 mm	9,0 mm	628 452	279 551
	mittel	2,0 mm	6,0 mm	1 439 046	615 010
	fein	1,5 mm	4,5 mm	2 644 004	1 098 354
Hyperboloid mit Innenkörper	grob	3,0 mm	9,0 mm	977 304	455 457
	mittel	2,0 mm	6,0 mm	2 263 757	1 008 922
	fein	1,5 mm	4,5 mm	4 395 337	1 883 103

**Tabelle 4.3:** Größe der Elemente sowie die Anzahl der Gitterelemente und Knoten.



**Abbildung 4.13:** Verlauf des Wandwärmestroms für unterschiedlich feine Gitter (links) und Verlauf des  $y^+$ -Wertes entlang der Brennkammerachse (rechts). Dargestellt sind die klassische Kontur (oben), das reine Hyperboloid (Mitte) und das Hyperboloid mit Innenkörper (unten).



**Abbildung 4.14:** Viskositätsverhältnis der Strömung bei der klassischen Kontur (oben), dem Hyperboloid (Mitte) und dem Hyperboloid mit Einsatz (unten).

erkennen. Bei dem mittleren und dem feinen Gitter ist dieser verschwindend gering. Das mittlere Gitter ist folglich ausreichend und wird im Weiteren verwendet.

Der für den korrekten Wärmeübergang sehr wichtige dimensionslose Wandabstand  $y^+$  ist ebenfalls in Abbildung 4.13 zu finden. Es zeigt sich ein großer Unterschied zwischen dem Verlauf bei der Lösung für das einfache und das komplexe Gasmodell. Dies liegt an der im Vergleich zur freien Strömung kalten Wand. Diese bedingt eine in Wandnähe ebenfalls niedrige Temperatur der Strömung. Beim komplexeren Gasmodell ist die dynamische Viskosität von der Temperatur abhängig und somit in Wandnähe geringer als in der freien Strömung. Beim einfachen Gasmodell ist sie konstant und betragsmäßig überall gleich groß. Der Wert entspricht dem aus CEA ermittelten Wert für die ungestörte Strömung. Die Viskosität ist beim komplexeren Gasmodell also in der Grenzschicht niedriger. Da der dimensionslose Wandabstand antiproportional zur Viskosität ist, fällt der  $y^+$ -Wert beim Gasmodell mit temperaturabhängiger Viskosität dementsprechend höher aus. Ein  $y^+$ -Wert von unter eins ist für die Genauigkeit des Grenzschichtmodells nicht relevant, weshalb für beide Gasmodelle das gleiche Rechengitter verwendet und an das komplexere Gasmodell angepasst wird.



## 4.2.2 Randbedingungen

Um zu zeigen, dass die Lösung ausreichend unabhängig vom gewählten Druck im Ausströmquerschnitt ist, wird dieser variiert. Tabelle 4.4 fasst die Stoff- und Wärmeströme für die unterschiedlichen Ausgangsdrücke zusammen. Es zeigt sich, dass sich die Abweichung der Rechenergebnisse untereinander auch bei der Variation um 2 bar in der Größenordnung der Rechengenauigkeit bewegt. Die Lösung kann daher als von der Höhe des Druckes im Ausströmquerschnitt unabhängig betrachtet werden.

Wie bei der Untersuchung des EAM zeigt sich auch bei Vinci eine Abhängigkeit des Massenstroms vom gewählten Gasmodell. So ist der Massenstrom beim komplexeren Gasmodell bei allem Konturen um ca. 900 g/s höher. Der Unterschied zwischen den Konturen fällt niedriger aus. So fällt der Massenstrom beim reinen Hyperboloid beim einfachen Gasmodell um 163 g/s und beim komplexeren Gasmodell um 177 g/s geringer aus als bei der klassischen Kontur. Beim Hyperboloid mit Einsatz ist er um 553 g/s beziehungsweise 499 g/s höher. Der relative Unterschied der Massenströme ist gegenüber der Differenz der Wärmeströme vernachlässigbar. Insgesamt liegt der Massenstrom bei allen Fällen über dem von EADS Astrium angeführten Wert von 39,5 kg/s. Folglich wurde bei der Korrektur des Halsdurchmessers die Verdrängungswirkung der Grenzschicht überschätzt. Es ist anzunehmen, dass der Halsdurchmesser beim realen Triebwerk kleiner ist.

Kontur	Gas	Druck	Massenstrom	Gesamt- wärmestrom	max. spez. Wärmestrom
klassisch	einfach	6 bar	41,6848 kg/s	27,2568 MW	96,0740 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	41,6848 kg/s	27,2568 MW	96,0744 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	41,6846 kg/s	27,2567 MW	96,0729 MW/m <sup>2</sup>
	komplex	6 bar	42,5967 kg/s	15,8332 MW	54,7312 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	42,5967 kg/s	15,8332 MW	54,7313 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	42,5967 kg/s	15,8332 MW	54,7314 MW/m <sup>2</sup>
hyperbolisch	einfach	6 bar	41,5226 kg/s	26,6779 MW	98,9232 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	41,5221 kg/s	26,6780 MW	98,9239 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	41,5221 kg/s	26,6779 MW	98,9234 MW/m <sup>2</sup>
	komplex	6 bar	42,4196 kg/s	15,6026 MW	56,3732 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	42,4199 kg/s	15,6025 MW	56,3728 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	42,4198 kg/s	15,6024 MW	56,3724 MW/m <sup>2</sup>
hyperbolisch mit Einsatz	einfach	6 bar	42,2380 kg/s	46,8785 MW	91,0632 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	42,2380 kg/s	46,8785 MW	91,0631 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	42,2380 kg/s	46,8784 MW	91,0631 MW/m <sup>2</sup>
	komplex	6 bar	43,0961 kg/s	27,4072 MW	51,5793 MW/m <sup>2</sup>
		8 bar	43,0961 kg/s	27,4072 MW	51,5793 MW/m <sup>2</sup>
		10 bar	43,0961 kg/s	27,4072 MW	51,5793 MW/m <sup>2</sup>

**Tabelle 4.4:** Vergleich von Massenstrom, Wärmestrom und maximaler Wandtemperatur für unterschiedliche Vorgaben für den Druck im Ausströmquerschnitt.

### 4.2.3 Rauheit und Konturvergleich

In Abschnitt 4.1.6 wurde die Auswirkung der Rauheit der Wand auf den Wärmeeintrag untersucht. Es zeigte sich, dass der Wärmeeintrag mit zunehmender Wandrauheit stark zunimmt. Es liegt daher nahe, die Rauheit gezielt zur Erhöhung des Wärmeeintrags zu verwenden.

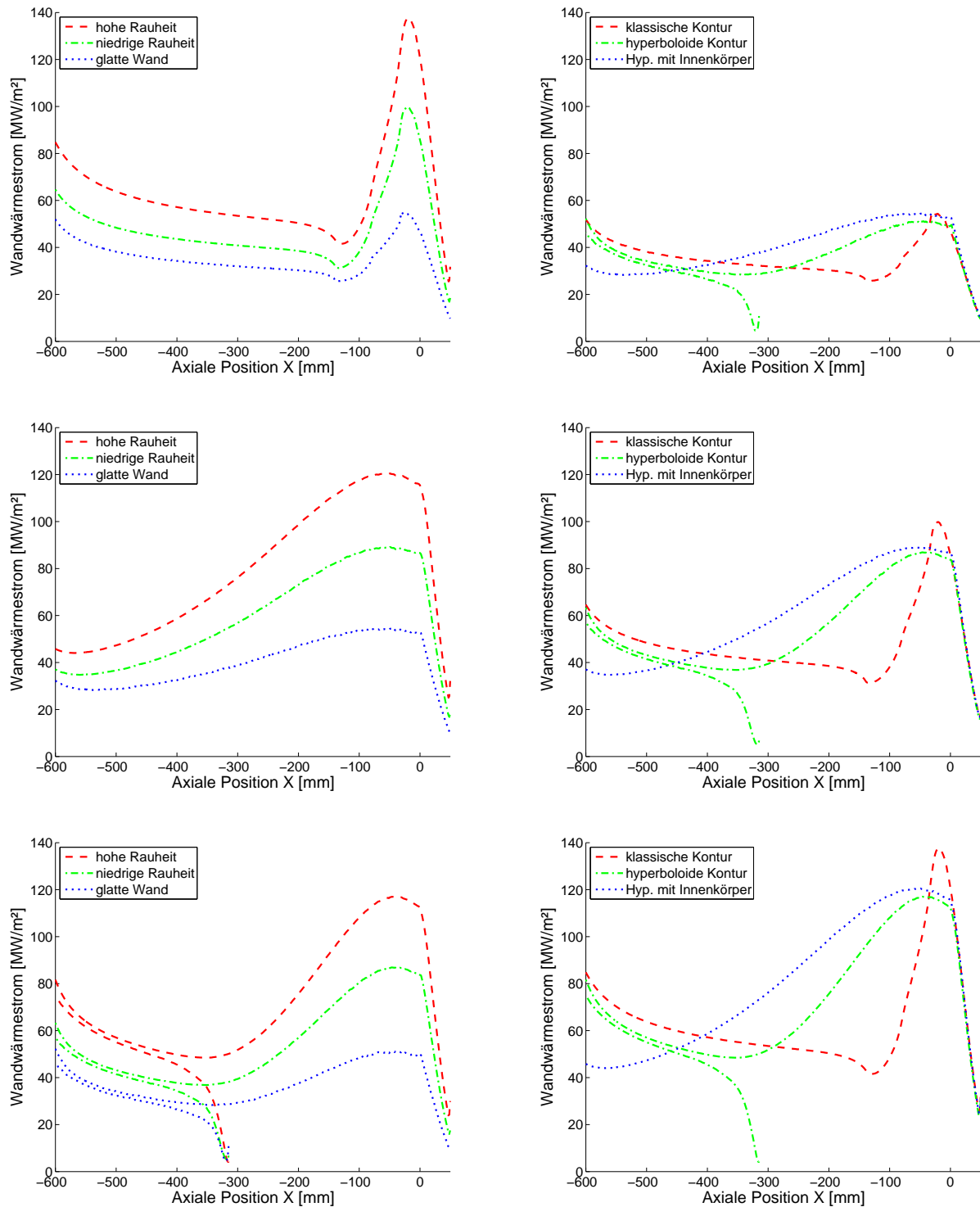
Für den Vergleich werden eine hydraulisch glatte Wand, eine Wand mit einer moderaten technischen Rauheit von 100  $\mu\text{m}$  und eine sehr raue Wand mit einer Rautiefe von 500  $\mu\text{m}$  betrachtet. Der Verlauf des Wandwärmestroms ist bei dem einfachen und dem komplexeren Gasmodell qualitativ ähnlich und unterscheidet sich nur quantitativ. Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf des Wandwärmestroms in axialer Richtung für alle untersuchten Konturen und Rauheiten für das komplexere Gasmodell. In Tabelle 4.5 finden sich alle relevanten Größen für beide Gasmodelle.

Die ermittelten Wärmeströme für das einfache Gasmodell fallen unrealistisch hoch aus und sollen vor allem die Möglichkeit eröffnen, die Testfälle leicht nachrechnen zu können. Die Bewertung der Ergebnisse bezieht sich daher im Folgenden ausschließlich auf das komplexere Gasmodell.

Wie erwartet, ist der Wärmestrom stark von der Rauheit der Wand abhängig. Bei der Wand mit einer Rautiefe von 500  $\mu\text{m}$  fallen sowohl der Gesamtwärmestrom als auch der maximale spezifische Wandwärmestrom im Vergleich zur glatten Wand etwa doppelt so hoch aus. Der Unterschied ist bei der klassischen Kontur am größten. Bei ihr liegt der Wärmestrom der ganzen Kammer bei der Wand mit 500  $\mu\text{m}$  Rautiefe 86,9 % über dem mit glatter Wand ermittelten Wert. Beim Hyperboloid beträgt

Gasmodell	Kontur	technische Rautiefe	Gesamt-wärmestrom	reduzierter Wärmestrom	max. spez. Wärmestrom
einfach	klassisch	0 $\mu\text{m}$	27,26 MW	18,55 MW	96,07 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	33,24 MW	21,65 MW	136,1 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	42,33 MW	27,56 MW	179,0 MW/m <sup>2</sup>
	hyperbolisch	0 $\mu\text{m}$	26,68 MW	22,86 MW	98,92 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	30,04 MW	29,06 MW	152,9 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	38,08 MW	37,45 MW	206,6 MW/m <sup>2</sup>
	hyperbolisch mit Einsatz	0 $\mu\text{m}$	46,88 MW	22,61 MW	91,06 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	53,02 MW	27,60 MW	134,5 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	67,24 MW	35,34 MW	176,8 MW/m <sup>2</sup>
komplex	klassisch	0 $\mu\text{m}$	15,83 MW	10,80 MW	54,73 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	22,42 MW	14,62 MW	89,21 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	29,59 MW	19,27 MW	120,5 MW/m <sup>2</sup>
	hyperbolisch	0 $\mu\text{m}$	15,60 MW	13,21 MW	56,37 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	20,54 MW	19,47 MW	99,94 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	26,99 MW	25,98 MW	137,8 MW/m <sup>2</sup>
	hyperbolisch mit Einsatz	0 $\mu\text{m}$	27,41 MW	15,73 MW	51,58 MW/m <sup>2</sup>
		100 $\mu\text{m}$	36,27 MW	22,17 MW	87,24 MW/m <sup>2</sup>
		500 $\mu\text{m}$	47,73 MW	29,43 MW	117,2 MW/m <sup>2</sup>

**Tabelle 4.5:** Vergleich von Massenstrom, Wärmestrom und maximaler Wandtemperatur für unterschiedliche Vorgaben für den Druck im Ausströmquerschnitt.



**Abbildung 4.15:** links: Wandwärmeströme der verschiedenen Konturen für unterschiedlich raue Wände. Oben die klassische Kontur, in der Mitte das Hyperboloid ohne und unten das Hyperboloid mit Innenkörper. rechts: Wandwärmeströme bei unterschiedlichen Wandrauheiten für die verschiedenen Konturen. Oben die hydraulisch glatte Wand, in der Mitte die Wand mit geringer und unten die Wand mit hoher Rauheit.

der Unterschied 73,0 % ohne und 74,2 % mit Innenkörper. Bei der um ein Viertel ihres Volumens gekürzten Kammer legt der Wärmestrom der klassischen Kontur 78,3 % zu, das Hyperboloid ohne Einsatz 96,9 % und mit Einsatz 87,1 %. Die relative Erhöhung des Wärmestroms durch eine rauere Wand scheint folglich von der Kontur sowie dem Beginn des Wärmeeintrags in die Wand abzuhängen. Insgesamt lässt sich feststellen, dass eine raue Wand für den Gesamtwärmestrom von Vorteil ist. Allerdings wirkt sich der erhöhte maximale flächenbezogene Wärmestrom nachteilig aus. Dieser wächst überproportional stark mit an. Bei der klassischen Kontur ist er 120 % und beim Hyperboloid ohne Einsatz 144 % und mit Einsatz 127 % größer als bei der glatten Wand.

Beim Vergleich der Zahlenwerte des Gesamtwärmestroms zeigt sich zunächst ein Nachteil des Hyperboloids gegenüber der klassischen Kontur. Dieser nimmt bei rauerer Wand zu. So ist der Wärmestrom bei glatter Wand mit 15,6 MW nur 1,5 % kleiner als bei der klassischen Kontur. Bei einer Rautiefe von 100  $\mu\text{m}$  liegt der Unterschied schon bei 8,4 % und bei einer Rautiefe von 500  $\mu\text{m}$  dann bei 8,8 %. Außerdem fällt die maximale Wärmestromdichte trotz des geringeren Wärmestroms höher aus. Betrachtet man allerdings die gekürzte Brennkammer, so ergibt sich für das Hyperboloid ohne Einsatz ein erheblicher Vorteil. Der Wärmestrom liegt mit 13,21 MW bei glatter Wand 22,3 % höher. Bei der Wand mit geringer Rautiefe sind dies schon 33,2 %, bei der Wand mit hoher Rautiefe sogar 34,8 %. Es zeigt sich also unabhängig von der Wandrauheit ein von der Verbrennungsgeschwindigkeit abhängiger Vorteil für das Hyperboloid ohne Innenkörper.

Für das Hyperboloid mit Einsatz fällt der Vergleich auf Grund der großen Oberfläche zunächst sehr deutlich aus. Die Kontur weist bei glatter Wand einen 73,2 % höheren Wärmestrom auf als die klassische Kontur. Bei moderater Rautiefe beträgt der Unterschied 61,8 % und bei 500  $\mu\text{m}$  Rautiefe 61,3 %. Anders als beim Hyperboloid ohne Innenkörper fällt der Vorteil hier bei der gekürzten Kammer allerdings niedriger aus. Dieses Verhalten wurde bereits bei der analytischen Betrachtung in Abschnitt 3.2 besprochen und ergibt sich daraus, dass die Kontur im Injektorbereich die größte Oberfläche aufweist. Dementsprechend ist der Wärmestrom bei glatter Wand noch 45,6 %, bei niedriger Rauheit 51,6 % und bei hoher Rauheit 52,7 % höher als beim Hyperboloid. Neben dem Vorteil des höheren Wärmestroms zeigt sich auch eine geringere Belastung des Halses. Der Unterschied fällt aber gering aus.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Potential zur Optimierung des Wandwärmestroms in der Brennkammer eines Raketentriebwerks durch die Verwendung einer neuartigen hyperbolischen Geometrie analytisch und numerisch untersucht. Für die analytische Betrachtung der Thermallasten diente die vereinfachte Bartz-Gleichung, die als erstes hergeleitet und besprochen wurde. Bereits hier zeigte sich, dass die Übertragbarkeit der Bartz-Gleichung auf das Hyperboloid fragwürdig ist. Im Weiteren wurden die Brennkammergeometrien konstruiert und die verwendete Software und die Vergleichsfälle dargestellt.

Beim anschließenden analytischen Vergleich wurde zwischen der Betrachtung mit der unveränderten Bartz-Gleichung und der nach unten hin zum Wärmestrom in einem geraden Rohr beschränkten Bartz-Gleichung differenziert. Bei der numerischen Simulation der Testfälle wurde als erstes die ausreichende Qualität des Gitters nachgewiesen und dann untersucht, wie sich die Variation verschiedener Parameter auf den Wärmestrom auswirkt. Anhand der gesammelten Erkenntnisse wurden realistische Vergleichsfälle konstruiert. Ohne Experimente, die zum Vergleich heran gezogen werden können, kann trotz allem keine Aussage darüber getroffen werden, ob die Ergebnisse quantitativ richtig sind. Es können daher nur die analytischen Ergebnisse mit den numerischen Ergebnissen verglichen werden.

Bei der analytischen Untersuchung des EAM zeigte sich bei der Verwendung der unveränderten Bartz-Gleichung der erwartete Vorteil in Bezug auf die Halstemperatur. So fiel diese beim Hyperboloid mit 2294,5 K deutlich niedriger aus als bei der klassischen Kontur mit 2368,5 K. Mit der bei der Herleitung der Bartz-Gleichung bereits erörterten Beschränkung des Wärmestroms wurde der Korrekturterm zur Berücksichtigung des Halskrümmungsradius bei beiden Konturen eins. Daraus resultierte eine bei beiden Konturen gleiche Halstemperatur in Höhe von 2378,0 K.

Bei der numerischen Simulation der Kontur ohne Berücksichtigung der Wand und der Filmkühlung stellte sich bei dem komplexeren Gasmodell eine maximale Wandtemperatur von 2264,8 K bei der klassischen und 2320,6 K bei der hyperboloiden Kontur ein. Die numerisch ermittelten Halstemperaturen lagen also nahe an den analytisch ermittelten Werten. Allerdings fiel die Halstemperatur nicht beim Hyperboloid, sondern bei der klassischen Kontur niedriger aus. Der Verdacht, dass die Bartz-Gleichung nicht ohne Weiteres auf das Hyperboloid übertragbar ist, verhärtete sich dadurch.

Der analytisch ermittelte Wandwärmestrom fiel bei der unveränderten Bartz-Gleichung bei der klassischen Kontur mit 14,5 kW deutlich höher aus als beim Hyperboloid mit 12,4 kW. Bei der beschränkten Bartz-Gleichung lagen diese Werte bei 14,7 kW und 14,8 kW. Obwohl der analytisch ermittelte Vorteil in Bezug auf die maximale Halstemperatur bei der numerischen Simulation nicht bestätigt werden konnte, stellten sich mit einem Gesamtwärmestrom von 13,4 kW bei der klassischen und 10,9 kW bei der hyperboloiden Kontur ähnliche Werte wie bei der unveränderten Bartz-Gleichung ein.

Bei der Simulation des EAM unter Berücksichtigung der Wand und des Kühlfilms zeigte sich trotz allem ein deutlicher Vorteil des Hyperboloids. Dies resultiert aus der geringeren Grenzschichtdicke. Diese ist ohne Berücksichtigung der Filmkühlung für den höheren Wärmeeintrag in die Wand verantwortlich. Mit Filmkühlung hängt die Wandtemperatur vor allem von der Temperatur des Gases im Film ab, welche mit zunehmender Dicke der Grenzschicht ebenfalls zunimmt.

Im Falle von Vinci sind die ermittelten Wandwärmeströme sehr unterschiedlich. Um herauszufin-

den, welche Werte realistisch sind, ist daher eine Abschätzung des am realen Triebwerk auftretenden Wärmestroms sinnvoll. Ausgehend von den Werten von 225 K und 72 bar, die EADS Astrium für den Wasserstoff im Injektor angibt, lässt sich der Wert der Enthalpie bestimmen. Aus der Datenbank des NIST [26] ergibt er sich zu 2914 kJ/kg. Der Nullpunkt der Enthalpie wurde in dem Fall auf flüssigen Wasserstoff bei Normdruck der Atmosphäre festgelegt. Dies entspricht ungefähr dem Lagerungszustand des Wasserstoffs im Tank des Trägersystems, wodurch der ermittelte Enthalpiewert der Enthalpiedifferenz zwischen Zustand im Tank und Zustand bei der Einspritzung entspricht. Die dem Wasserstoff in der Turbine entnommene Leistung ergibt sich aus der dem Wasserstoff und dem Sauerstoff in den Pumpen zugeführten Leistung. Das bedeutet, dass sich die dem Wasserstoff über die Brennkammerwand zugeführte Leistung aus der Enthalpiedifferenz des Wasserstoffs und der mechanischen Leistung der Sauerstoffförderpumpe zusammensetzt. Der Wärmestrom durch die Brennkammerwand muss daher größer sein, als der Enthalpiestrom des in die Brennkammer injizierten Wasserstoffs. Dieser ergibt sich aus der Enthalpiedifferenz und dem Massenstrom von 5,8 kg/s zu 16,9 MW.

Der Vergleich der analytisch und numerisch ermittelten Wärmeströme mit der Abschätzung des am realen Triebwerks auftretenden Wärmestroms zeigt, dass die Bartz-Gleichung den Wärmestrom deutlich unterschätzt, während die Ergebnisse der numerischen Simulation der Abschätzung entsprechen. Die Bartz-Gleichung scheint daher in diesem Fall sehr ungenau zu sein.

Beim analytischen Vergleich ergibt sich ein deutlicher Vorteil des Hyperboloids mit Innenkörper in Bezug auf den Gesamtwärmestrom. Das Hyperboloid ohne Einsatz weist bei der unveränderten Bartz-Gleichung einen geringeren Wärmestrom als die klassische Kontur auf. Bei der angepassten Bartz-Gleichung liegt der Wärmestrom des gesamten Triebwerks auf einer Höhe mit dem der klassischen Kontur. Bei der zur Berücksichtigung der Verbrennung um ein Viertel ihres Volumens gekürzten Kontur stellt sich beim Hyperboloid ein höherer Wärmestrom ein.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation sind betragsmäßig deutlich größer als die der analytischen Berechnung. Der Vergleich der klassischen Kontur mit dem Hyperboloid ohne Einsatz zeigt aber auch hier einen für die ungekürzte Brennkammer nahezu identischen Gesamtwärmestrom und bei der gekürzten Brennkammer einen beim Hyperboloid deutlich größeren Wärmestrom. Der Vorteil des Hyperboloids mit Innenkörper ist auch bei der numerischen Behandlung sehr deutlich.

Insgesamt zeigt der Vergleichsfall des EAM, dass der Konturvergleich mit der Bartz-Gleichung sowohl mit als auch ohne Beschränkung des Korrekturterms den Ergebnissen der numerischen Simulation bei der maximalen Wandtemperatur widerspricht. Eine Übertragbarkeit auf das Hyperboloid scheint hier also nicht gegeben zu sein. Des Weiteren weichen die Temperaturverläufe stark von den numerisch ermittelten ab. Der Verdacht liegt nahe, dass die Bartz-Gleichung für radiativ gekühlte Brennkammern ungeeignet ist.

Bei Vinci hingegen stimmen die Ergebnisse der analytischen Betrachtung mit angepasster Bartz-Gleichung mit denen der numerischen Simulation qualitativ überein. Ein Vergleich der Konturen mit der Bartz-Gleichung ist daher möglich. Die quantitative Abweichung sowohl von den Resultaten der numerischen Simulation als auch der Abschätzung des realen Wärmestroms disqualifiziert die Gleichung allerdings für eine Triebwerksauslegung.

Wie sich gezeigt hat, ist die Bartz-Gleichung auch mit der eingangs besprochenen Anpassung nicht uneingeschränkt auf das Hyperboloid übertragbar und für strahlungsgekühlte Triebwerke nur bedingt geeignet. Die Koeffizienten der vereinfachten Bartz-Gleichung wurden durch das Lösen eines komplexeren Grenzschichtmodells für eine klassisch konturierte Brennkammer ermittelt. Für weitere Untersuchungen liegt es daher nahe, Bartz' Grenzschichtmodell für eine hyperboloide Geometrie zu lösen und damit die Parameter für eine angepasste vereinfachte Bartz-Gleichung zu ermitteln.

Dadurch, dass die Verbrennung nicht berechnet wurde, wurde diese bei der Bestimmung des Wär-

mestroms durch Weglassen des ersten Viertels des Brennkammervolumens berücksichtigt. Inwiefern diese Vereinfachung das reale Verhalten korrekt wiedergibt und welche Auswirkung die Verbrennung auf die Entwicklung der Grenzschicht hat, ist daher fraglich. Des Weiteren wurde bei der numerischen Simulation des EAM mit der Vernachlässigung der chemischen Reaktion der Komponenten von Kühlfilm und Heißgas ein nicht unerheblicher Fehler der Filmtemperatur in Kauf genommen. Eine Berechnung der Verbrennung stellt daher eine potentielle Verbesserung dar. Nachteilig wäre hier, dass die Verbrennung stark vom Injektor abhängt und die Konturen unabhängig vom Injektor untersucht werden sollte. Für die Simulation der Verbrennung spricht außerdem, dass die Gaseigenschaften von der chemischen Zusammensetzung abhängig sind. Diese ist stark inhomogen und variiert nicht nur in Strömungsrichtung auf Grund der Verbrennung und der Entspannung und Abkühlung des Gases, sondern auch über die Grenzschicht. Eine Simulation der Verbrennung unter Berücksichtigung der Reaktionskinetik wäre daher ideal. Dadurch ließe sich auch untersuchen, inwiefern sich die langsamere Entspannung beim Hyperboloid auf die erreichte chemische Zusammensetzung vor dem Einfrieren des chemischen Gleichgewichts auswirkt. Die langsamere Beschleunigung gibt dabei dem Gas mehr Zeit für das Erreichen des jeweiligen lokalen Gleichgewichts. Dadurch verbleibt ein geringerer Teil der Enthalpie des Treibstoffs als nicht für die Beschleunigung des Gases verfügbare chemische Enthalpie. Neben der Berechnung der Verbrennung ließe sich das Modell auch durch die Wahl genauerer Modelle zur Ermittlung der Stoffeigenschaften oder die Verwendung einer Gleichung für reale Gase verbessern. Auf Grund der geringen Dichte der Treibgase ist davon auszugehen, dass die Auswirkung der verwendeten Gasgleichung sehr gering sein dürfte.

Eine weitere Fehlerquelle stellt die Modellierung der Grenzschicht dar. Diese ließe sich durch eine Large Eddy Simulation oder gar eine Direkte Numerische Simulation verbessern. Dafür ist allerdings eine sehr hohe Gitterauflösung und eine transiente Rechnung nötig.

Als Letztes bleibt ein reales Experiment zu erwähnen. Mit den dadurch ermittelten Messdaten können die analytische und numerische Simulation kalibriert werden, wodurch der Fehler der Berechnungen stark reduziert werden könnte.

# Anhang A - Triebwerksparameter

Im Folgenden sind die Betriebsparameter sowie die Geometrien der betrachteten Triebwerke zusammengefasst.

Während die Brennstofftemperatur bei Vinci eine Angabe von EADS Astrium ist, stammen die Temperatur des Oxidators bei Vinci und die Temperaturen beider Treibstoffe beim EAM aus einer angenommenen Lagerung unter Normbedingungen. Da die Abhängigkeit der Enthalpie der flüssigen Treibstoffe von den Lagerungsbedingungen vergleichsweise niedrig ist, ist diese Annahme gerechtfertigt. Der Massenstrom des EAM wurde aus dem Schub und dem spezifischen Impuls ermittelt.

Der Brennkammerradius  $r_{ch}$  und das Kontraktionsverhältnis  $\epsilon$  beziehen sich auf den Querschnitt in der Injektorebene.

## Betriebsparameter

	European Apogee Motor	Vinci
Brennstoff	MMH	GH2
$T_{fu}$	293 K	225 K
Oxidator	NTO/MON	LOX
$T_{ox}$	293 K	90,17 K
$O/F$	1,65	5,80
Schub	500 N	180 kN
$P_{ch}$	10,0 bar	60,8 bar
$I_{sp}$	325 s	465 s
$\dot{m}$	0,157 kg/s	39,5 kg/s

**Tabelle 5.1:** Die Betriebsparameter gemäß offiziellen Angaben von EADS Astrium. Zu den Ausnahmen siehe oben.



## Geometrie des European Apogee Motor

	klassische Kontur	hyperboloide Kontur
$r_{ch}$	19,0 mm	28,5 mm
$r_{th}$	9,5 mm	9,5 mm
$\epsilon$	4,0	9,0
$L_{ch}$	150 mm	150 mm
$L_{cn}$	30 mm	-
$L_{char}$	551,6 mm	550 mm
$R_{th}$	26,1 mm	296 mm

**Tabelle 5.2:** Geometriedaten des EAM für die klassische und hyperboloide Kontur.

## Geometrie von Vinci

	klassische Kontur	hyperboloide Kontur ohne Einsatz	hyperboloide Kontur mit Einsatz
$r_{ch}$	110,0 mm	155,4 mm	120,6 mm
$r_{th}$	70 mm	70 mm	70 mm
$\epsilon$	2,47	4,93	2,97
$L_{ch}$	530 mm	630 mm	630 mm
$L_{cn}$	140 mm	-	315 mm
$L_{char}$	1456 mm	1455 mm	1458 mm
$R_{th}$	80 mm	1461 mm	730 mm

**Tabelle 5.3:** Geometriedaten von Vinci für die klassische Kontur und die hyperboloide Kontur mit und ohne Einsatz.

## Anhang B - Gasparameter

Der Anhang B fasst die Eigenschaften und Zusammensetzungen der Gase, wie sie mit CEA ermittelt wurden, zusammen.

Aus CEA ergibt sich für den Kühlfilm eine Zusammensetzung, die festen Kohlenstoff beinhaltet. Bei der numerischen Simulation in Abschnitt 4.1.8 wurde daher vereinfachend davon ausgegangen, dass der Treibstoff zu gleichen molaren Anteilen in Wasserstoff, Stickstoff und Methan zerfällt. Die mittlere molare Masse im Kühlfilm beträgt somit 15,36 g/mol. Da diese Zusammensetzung eine höhere Temperatur aufweist, als die mit festem Kohlenstoff, wurde die Temperatur des Kühlfilms auf 1100 K aufgerundet.

### Gaseigenschaften

		EAM ohne Filmkühlung	EAM mit Filmkühlung - Heißgas	EAM mit Filmkühlung - Kühlgas	Vinci
$T_t$	[K]	3059,5	3185,3	1058,2	3500,5
$P_t$	[bar]	10,0	10,0	10,0	63,0
$M$	[g/mol]	20,429	22,541	13,374	13,187
$c^*$	[m/s]	1158,7	1115,8	845,4	1542,4
$c_{pch}$	[J/(kg K)]	2920,9	3496,3	3270,7	5615,6

**Tabelle 5.4:** Mit CEA ermittelte Eigenschaften der betrachteten Gase.

## Gaszusammensetzung

Spezies	Spezifische Masse [g/mol]	EAM ohne Filmkühlung	EAM mit Filmkühlung - Heißgas	EAM mit Filmkühlung - Kühlgas	Vinci
C	16,043	- / -	- / -	11,507 / 11,68	- / -
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	16,043	- / -	- / -	0,001 / 0,00	- / -
CH <sub>4</sub>	16,043	- / -	- / -	14,178 / 19,22	- / -
CO	28,010	13,116 / 17,98	9,120 / 11,33	- / -	- / -
CO <sub>2</sub>	44,009	3,616 / 7,79	6,169 / 12,06	- / -	- / -
H	1,008	2,366 / 0,12	2,227 / 0,10	- / -	3,828 / 0,30
H <sub>2</sub>	2,016	15,647 / 1,54	6,778 / 0,61	48,586 / 8,28	26,926 / 4,16
H <sub>2</sub> O	18,015	32,445 / 28,61	35,581 / 28,43	- / -	64,118 / 88,52
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	34,014	- / -	- / -	- / -	0,001 / 0,00
HCN	27,026	- / -	- / -	0,001 / 0,00	- / -
HO <sub>2</sub>	33,006	- / -	- / -	- / -	0,003 / 0,01
N <sub>2</sub>	28,014	30,432 / 41,73	31,585 / 39,24	25,649 / 60,71	- / -
NH <sub>3</sub>	17,031	- / -	- / -	0,079 / 0,11	- / -
NO	30,006	0,248 / 0,36	1,090 / 1,45	- / -	- / -
NO <sub>2</sub>	46,005	- / -	0,001 / 0,00	- / -	- / -
O	15,999	0,156 / 0,12	0,871 / 0,62	- / -	0,344 / 0,42
O <sub>2</sub>	31,998	0,127 / 0,20	1,788 / 2,54	- / -	0,315 / 0,77
OH	17,007	1,844 / 1,54	4,786 / 3,62	- / -	4,465 / 5,82

**Tabelle 5.5:** Mit CEA ermittelte Zusammensetzung der betrachteten Gase in Prozent. Der jeweils linke Wert gibt den Molanteil, der rechte den Massenanteil an.

# Literaturverzeichnis

- [1] J. D. ANDERSON: *Computational Fluid Dynamics*. McGraw-Hill, New York, 1995.
- [2] J. D. ANDERSON: *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, New York, 2001.
- [3] H. BAEHR UND K. STEPHAN: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, Berlin, 7. Auflage, 2010.
- [4] J. E. BARDINA, P. G. HUANG UND T. J. COAKLEY: *Turbulence Modeling Validation, Testing and Development*. tech. rep., NASA, Ames Research Center, 1997.
- [5] D. R. BARTZ: *An Approximate Solution of Compressible Turbulent Boundary-Layer Development and Convective Heat Transfer in Convergent-Divergent Nozzles*. ASME, Vol. 77, 1955.
- [6] D. R. BARTZ: *A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer Coefficients*. Jet Propulsion, Vol. 37, 1957.
- [7] F. BOŠNJAKOVIĆ UND K. F. KNOCH: *Technische Thermodynamik Teil 1*. Springer, 1998.
- [8] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL UND H. MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 6. Auflage, 2006.
- [9] W. DAHMEN UND A. REUSKEN: *Numerik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer, 2. Auflage, 2008.
- [10] J. H. FERZIGER UND M. PERIC: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2008.
- [11] U. FISCHER: *Tabellenbuch Metall*. Europa Lehrmittel, 2011.
- [12] P. GERLINGER: *Numerische Verbrennungssimulation*. Springer, Berlin, 2005.
- [13] R. GOLDSTEIN: *Film Cooling*. In: *Advances in Heat Transfer*, T. F. Irvine und J. P. Hartnett, eds., Elsevier, 1971.
- [14] S. GORDON UND B. J. MCBRIDE: *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications*. tech. rep., NASA, 1994.
- [15] D. GREUEL: *Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport in effusiv gekühlten faserverkeramischen Raketenbrennkammern*. Diss., RWTH Aachen, 2012.
- [16] A. HERBERTZ UND M. SELZER: *Analysis of Coolant Mass Flow Requirements for Transpiration Cooled Ceramic Thrust Chambers*. tech. rep., Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Stuttgart, 2013.
- [17] C. KÖHLER UND M. BLUMAUER: *Umfangreiche Ultraschallprüfungen an der neuen Oberstufen-Schubkammer VINCI der ARIANE 5 mit dem auf Windows basierenden ScanMaster Tauchtechnikprüfsystem der Serie LS200*. <http://www.ndt.net/article/dgzfp02/papers/p04/p04.htm>, Letzter Zugriff: 02.01.2014.

- [18] H. KISSEL: *Filmkühlung bei komplexen Innenströmungen*. Diss., Universität Stuttgart, 2008.
- [19] W. KÜMMEL: *Technische Strömungsmechanik: Theorie und Praxis*. Vieweg+Teubner Verlag, 2007.
- [20] W. KRENKEL: *Keramische Verbundwerkstoffe*. Wiley, 2003.
- [21] E. LAURIEN UND H. OERTEL: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2013.
- [22] F. D. MATTEO, M. D. ROSA UND M. ONOFRI: *Semi-Empirical Heat Transfer Correlations in Combustion Chambers for Transient System Modelling*. Space Propulsion Conference 2010.
- [23] F. R. MENTER, M. KUNTZ UND R. LANGTRY: *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*. In: Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, K. Hanjalic, Y. Nagano und M. J. Tummers, eds., Begell House, 2003.
- [24] E. MESSERSCHMID UND S. FASOULAS: *Raumfahrtsysteme*. Springer, Berlin, 2. Auflage, 2004.
- [25] C.-D. MUNZ UND T. WESTERMANN: *Numerische Behandlung gewöhnlicher und partieller Differenzialgleichungen*. Springer Verlag, Berlin, 2009.
- [26] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: *NIST Chemistry WebBook*, 2013. <http://webbook.nist.gov/>, Letzter Zugriff: 15.12.2013.
- [27] M. ORTELT, A. HERBERTZ UND H. HALD: *Investigations on Fibre Reinforced Combustion Chamber Structures under Effusion Cooled LOX/LH2 Operation*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009.
- [28] J. PIQUET: *Turbulent Flows*. Springer, 1999.
- [29] B. E. POLING, J. M. PRAUSNITZ UND J. P. O'CONNEL: *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill, 2000.
- [30] T. RUNG, L. XUE, J. YAN, M. SCHATZ UND F. THIELE: *Numerische Methoden der Thermo- und Fluidodynamik*. Hermann-Föttinger Institut, 2002.
- [31] H. SCHLICHTING UND K. GERSTEN: *Grenzschicht-Theorie*. Springer, 10. Auflage, 2006.
- [32] G. P. SUTTON UND O. BIBLARZ: *Rocket Propulsion Elements*. Wiley, 7. Auflage, 2001.
- [33] B. WEIGAND: *Analytical Methods for Heat Transfer and Fluid Flow Problems*. Springer, 2004.
- [34] B. WEIGAND, J. KÖHLER UND J. V. WOLFERSDORF: *Thermodynamik kompakt*. Springer, 2008.
- [35] F. M. WHITE: *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill, 1991.
- [36] R. H. S. WINTERTON: *Where Did the Dittus and Boelter Equation Come From?* International Journal of Heat Mass Transfer, 1998.